PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 13 — 1. Juli 1935. Redaktionsschluß für Nr. 15 am 14. Juli 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

S. Erk, Über ein Verfahren für mikroskopische Arbeiten bei tiefen Temperaturen. Mit Tafel IX. S. 451.

F. Hoffmann und A. Schulze, Bestimmung der Schmelzpunkte von Kalzium, Strontium und Barium. S. 453.

H. Behnken und H. Nitka, Zur Charakterisierung von technischen Röntgenröhren. S. 459.

H. Mayer, Zum Photoeffekt von Alkalimetallfilmen atomarer Dicke auf Platin. (Vorläufige Mitteilung.) S. 463.

H. Ertel, Über das Massenverhältnis von Proton und Elektron. S. 464.

Berichte:

S. Flügge und A. Krebs, Kernchemie. S. 466.

Besprechungen:

Handbuch der Metallphysik. Bd. I, Teil I. S. 480.

K. Popper, Logik der Forschung. Zur Erkenntnistheorie der modernen Naturwissenschaft. S. 481.

Nachrichten. S. 482.

ABHANDLUNGEN.

Über ein Verfahren für mikroskopische Arbeiten bei tiefen Temperaturen.

Von S. Erk.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Mit Tafel IX.

Wenn man mikroskopische Arbeiten bei tiefen Temperaturen ausführen will, so bestand bisher eine erhebliche Schwierigkeit darin, daß bei Unterschreiten des Taupunktes der Umgebungsluft an dem Präparat oder dem Objektiv sich Wasserdampf in Form von Tröpfchen oder — unterhalb 0° — als Reif ansetzte und die Beobachtung unmöglich machte. Man hat sich wohl in manchen Fällen dadurch geholfen, daß man das ganze Mikroskop mitsamt dem Beobachter in eine Kältekammer setzte. Aber dieses Verfahren ist ebenso teuer wie unbequem.

Nun kann man die erwähnte Schwierigkeit dadurch umgehen, daß man eine wasserfreie Schutzatmosphäre um das Präparat und Objektiv legt. Diese erzeugt man zweckmäßig in Verbindung mit der Abkühlung durch Verdampfen eines kondensierten Gases.

Wo flüssige Luft zu diesem Zweck nicht zur Verfügung steht, kann man feste Kohlensäure als „Trockeneis" oder in Flaschen heute überall billig erhalten. Auch durch Verdampfen von Flüssigkeiten mit niedriger Siedetemperatur wie Äther, Chloräthyl u. a. kann man unter Umständen zum Ziel kommen.

Abb. 1 zeigt eine einfache Ausführung des Verfahrens mit Verwendung von flüssiger Luft. Das untere Ende des Mikroskops wird in ein versilbertes Vakuummantelgefäß *a* versenkt. Auf den Mikroskoptisch wird ein zweckmäßig aus Kupfer oder einem gut wärmeleitenden Metall hergestellter Hohlkörper *b* gelegt, der in Abb. 2 in größerem Maßstab dargestellt ist. Durch das Röhrchen *c* und den Vakuummantelheber *e* wird aus der Vorratsflasche *f* flüssige Luft in den Körper *b* gespritzt, wo sie verdampft. Die Menge der zugeführten flüssigen Luft kann man dadurch regeln, daß man den Luftdruck in der Vorratsflasche durch eine in Wasser eintauchende Glasröhre *g* entsprechend einstellt.

Die verdampfte — wasserfreie — flüssige Luft entweicht durch das Röhrchen *d* aus dem Kühlkörper *b* und erfüllt das oben durch einen Deckel *h* leicht verschlossene Weinholdsche Gefäß. Um die Luft darin von vornherein möglichst trockenzuhalten, stellt man eine Schale *i* mit Chlorkalzium auf den Boden. Die Beleuchtung erfolgt von der Lampe *k* aus durch ein Wasserfilter *l* und einen schmalen, unversilberten Streifen in der Wand des Weinholdschen Gefäßes. Zweckmäßig schaltet man in den Halter des Mikroskops ein Stück *m* aus einem schlecht wärmeleitenden Werkstoff ein, um die Wärmezufuhr von außen möglichst klein zu halten. Der Deckel *h* kann einfach aus Holz mit einer Unterlage von Schaumgummi angefertigt werden. Er besteht aus zwei Teilen mit entsprechenden Aussparungen längs der Trennfuge.

Der kupferne Kühlkörper (Abb. 2) enthält in dem Hohlraum *n*, in dem die Flüssigkeit verdampft, auch einen Heizdraht o, der durch dünnen Glimmer gegen das Metall elektrisch isoliert ist. Damit kann man rasch die ganze Einrichtung auf Zimmertemperatur erwärmen,

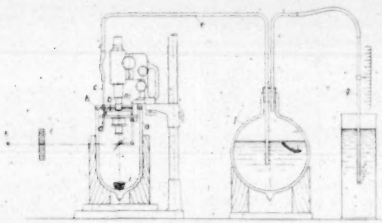


Abb. 1.

um ein Beschlagen zu vermeiden, wenn man den Deckel abnimmt. Auch kann man durch schwache Heizung bei gleichzeitiger Kühlung die Temperatur bequemer und rascher beeinflussen als nur durch die Bemessung der Zufuhr von flüssiger Luft.

Zur Messung der Temperatur dient ein Thermoelement *p*, das in einer dünnen Bohrung bis dicht an das Objekt herangebracht werden kann. Für genauere Temperaturmessungen kann man auch ein Thermoelement unmittelbar auf

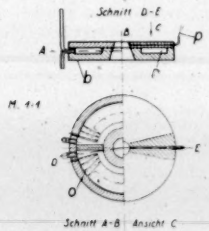


Abb. 2.

dem Objektträger oder am Präparat befestigen. Abb. 3 zeigt eine Ansicht der gesamten Einrichtung.

Mit der Vorrichtung kann man rasch sehr tiefe Temperaturen erreichen und beliebig lange einhalten. Bei der Untersuchung gefrorener kolloidaler Lösungen, die Nord[1]) zur Erklärung der Kälteeinwirkung auf den Dispersitätsgrad mit herangezogen hat, wurde eine Temperatur von — 20° nicht unterschritten. Um die Leistungsfähigkeit des Verfahrens zu erproben, wurde das Gefrieren einer Flüssigkeit mit sehr tiefem Gefrierpunkt beobachtet. Abb. 4 zeigt bei etwa 90facher Vergrößerung zwischen gekreuzten Nikols 95prozentigen Äthylalkohol bei — 100° während des Gefrierens[2]). Außer den kleinen Eiskristallen erkennt man die entstehenden Alkoholkristalle. In Abb. 5 (— 120°) ist der Alkohol vollständig erstarrt; die durcheinander gewachsenen Alkoholkristalle haben die Eiskristalle eingeschlossen. Ein wesentlich anderes Bild bietet in Abb. 6 ein eutektisch erstarrtes Alkohol-Wassergemisch (85 Molprozent Alkohol, eutektischer Punkt — 115°).

Das Arbeitsverfahren eröffnet neue Möglichkeiten besonders bei der Untersuchung des Einwirkens von tiefen Temperaturen auf Pflanzen und Lebewesen, wobei es bisher nicht möglich war, die Vorgänge in der Zelle während der Kälteeinwirkung unmittelbar zu beobachten.

Zusammenfassung.

Mikroskopische Untersuchungen bei Temperaturen unterhalb des Taupunktes der Umgebungsluft scheiterten bisher daran, daß die Oberfläche des Objektes oder des Objektivs durch Tau- oder Reifbildung undurchsichtig wurde. Man kann diese Schwierigkeiten dadurch umgehen, daß man die gefährdete Grenzfläche in eine vollkommen wasserfreie Atmosphäre bringt, die man gleichzeitig mit der Abkühlung durch Verdunstung von verflüssigten Gasen in einem zwischen Mikroskoptisch und Objektträger gebrachten Kühlkörper erzeugt. Der untere Teil des Mikroskopes bis über das Objektiv wird mit dem Kühlkörper in ein Vakuummantelgefäß gebracht. Mit der Vorrichtung konnten bequem mikroskopische Untersuchungen (auch photographische Aufnahmen im polarisierten Licht) bis — 120° ausgeführt werden.

1) F. Nord, Biochem. Zeitschr. **278**, 173, 1935.
2) Die Aufnahmen wurden mit einem von der Firma Busch, Rathenow, gelieferten Mikroskop mit Zubehör gemacht. Die abgekühlten Teile hielten die starke thermische Beanspruchung anstandslos aus.

(Eingegangen 9. Mai 1935.)

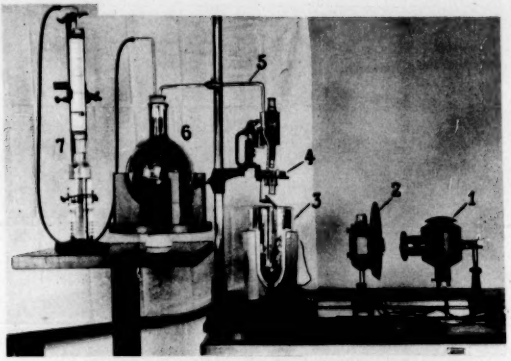


Abb. 3. Versuchsanordnung.
1 = Lampe. 2 = Wasserfilter. 3 = Vakuummantelgefäß. 4 = Kühlkörper. 5 = Vakuummantelheber. 6 = Vorratsgefäß. 7 = Druckregler (5—7 für flüssige Luft).

Äthylalkohol-Wassergemische, 90mal vergrößert im polarisierten Licht.

Abb. 4. Bildung von Mischkristallen.

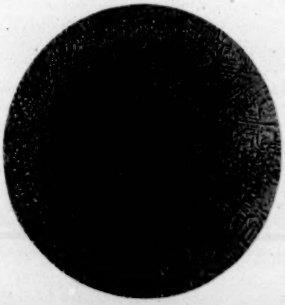


Abb. 5. Mischkristalle.

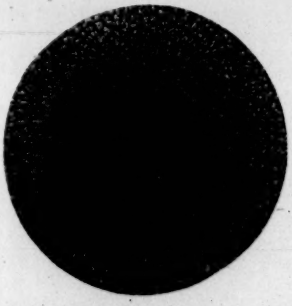


Abb. 6. Eutektikum.

Bestimmung der Schmelzpunkte von Kalzium, Strontium und Barium.

Von F. Hoffmann und A. Schulze.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die Erdalkalien gehören zu den Metallen, deren physikalische Eigenschaften in zum Teil noch unbefriedigendem Maße bekannt sind. Insbesondere zeigen die für die Schmelzpunkte von verschiedenen Beobachtern gefundenen Werte untereinander so beträchtliche Unterschiede, daß besondere Gründe für die mangelnde Übereinstimmung vorliegen müssen. So können z. B. die über 200° betragenden Differenzen zwischen dem für das Barium gefundenen Schmelzpunkt (629 bis 850° C) nicht der Temperaturmessung zugeschrieben werden. Die Ursachen hierfür sind vielmehr in folgendem zu suchen: Erstens lassen sich die Erdalkalimetalle nur schwer rein erhalten, weil sie mit Stickstoff leicht unter Nitridbildung reagieren; die Aufnahme dieser Nitride hat aber eine starke Änderung der physikalischen Eigenschaften zur Folge, die um so größer ist, je höher das Atomgewicht des Metalles ist. Zweitens ist die Beobachtung der Schmelz- und Erstarrungspunkte dadurch sehr erschwert, daß die Schmelzwärmen sehr gering sind. Infolgedessen treten die Haltepunkte nur unter ganz besonderen Bedingungen des Temperaturganges mit genügender Deutlichkeit hervor.

Da die genaue Kenntnis der Schmelzpunkte der Erdalkalimetalle: Kalzium, Strontium, Barium nicht nur von wissenschaftlichem Interesse ist, sondern auch von der Technik gebraucht wird, haben wir eine Neubestimmung unternommen und dabei sowohl die handelsüblichen als auch ganz besonders die reinen Metalle zur Untersuchung herangezogen.

I. Methode.

Zu den Messungen wurde ein Vakuumofen benutzt, der sich bei der Bestimmung der Schmelzpunkte von Chrom-Eisenlegierungen[1]) gut bewährt hatte. Nur wurde statt des Kohleheizkörpers diesmal ein Rohr verwendet, das mit Megapyrdraht als Heizspule bewickelt war. Bei der außerordentlich großen Empfindlichkeit der Alkalimetalle gegen Sauerstoff und Stickstoff und bei den verhältnismäßig hohen Dampfdrucken mußte eine neutrale Atmosphäre von hoher Reinheit und bestimmtem Druck während des Schmelzens und Erstarrens aufrechterhalten werden. Dazu war folgende Einrichtung getroffen: das aus einer Bombe entnommene, als neutrales Gas dienende Argon (von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen AG. in Höllriegelskreuth bei München) wurde über glühendes Kalzium, das nach den Angaben von A. Antropoff und E. Falk[1]) mit Natrium aktiviert war, in einen Glaskolben von etwa 10 Liter geleitet, der als Vorratsgefäß während der Messungen diente. Ein an den Kolben angeschlossenes Quecksilbermanometer erlaubte, Über- und Unterdrucke bis zu etwa 1 Atm. abzulesen. Vorratsgefäß und Ofen standen durch eine Gasleitung mit einem mit Vakuumfett gedichteten Hahn in Verbindung. Vor dem Versuche wurde der Ofen mit der Quecksilberpumpe unter Einschalten eines mit flüssiger Luft gekühlten Rohres wiederholt bis auf einige zehntausendstel Millimeter *Hg* ausgepumpt und mit Argon gefüllt. Während des Versuches wurde dauernd abgepumpt und zugleich aus der Vorratsflasche durch vorsichtiges Regeln des Verbindungshahnes ein solcher Zustrom von Argon eingestellt, daß z. B. beim Kalzium das an dem Ofen angeschlossene Geißlerrohr gerade das Auftreten der geschichteten Entladung zeigte. Beim Strontium wurde der Druck im Ofen höhergehalten und beim Barium mußte, der sehr starken Verdampfung wegen, ein Druck von 1 Atm. gewählt werden.

Die Schmelztiegel bestanden aus reinem Eisen. Sie waren uns von Herrn Dr. Friederich (Osram G. m. b. H.) zur Verfügung gestellt. Die Schmelzmetalle wurden nach oberflächlicher Reinigung von dem Paraffinöl, unter dem sie aufbewahrt waren, in die Tiegel gebracht. Alle flüchtigen Verunreinigungen, die sich an der Oberfläche des Schmelzmetalles und in den keramischen Massen des Ofens befanden, wurden durch die Vorpumpe entfernt und in einem mit flüssiger Luft gekühlten U-Rohr aufgefangen, so daß sie von der Quecksilberpumpe ferngehalten wurden. Eine besondere Umschaltvorrichtung erlaubte sie nach Beendigung des Versuches daraus zu entfernen, ohne daß die Dämpfe mit dem Quecksilber der Pumpe in Berührung kamen.

Zur Temperaturmessung dienten Thermoelemente 32/40 von W. C. Heraeus (*AuPdPt—PtRh*), deren Gradient in dem benutzten Gebiete etwa 50 Mikrovolt/Grad beträgt[2]). Gemessen wurde die Thermokraft E mit Dießelhorst-Kompensator und Kugelpanzergalvanometer, wobei ein Skalenteil einem Mikrovolt entsprach. Von den Elementen war eins so angeordnet, daß es, geschützt durch ein dünnwandiges Eisenrohr, in die Schmelze tauchte, während das andere unten in den Ofen derart eingeführt war, daß seine Lötstelle direkt

1) F. Hoffmann u. A. Schulze, Physik. Zeitschr. **35**, 881, 1934.

1) A. Antropoff u. E. Falk, Zeitschr. f. anorg. Chem. **167**, 408, 1930.

2) O. Feußner, ETZ. **48**, 535, 1927.

unterhalb des Tiegelbodens lag. Der Gang des Ofens wurde in beträchtlicher Entfernung vom Schmelz- oder Erstarrungspunkte so geregelt, daß die Temperatur mit angemessener Geschwindigkeit das Gebiet der Phasenänderung überschritt. Die Messungen erfolgten halbminutlich.

Wegen der sehr kleinen Wärmetönung wurden Haltepunkte nur in seltenen Fällen beobachtet. Meist macht sich der Übergang in die andere Phase nur dadurch bemerkbar, daß der Temperaturgang eine unstetige Änderung erfährt; und auch diese Änderung war an das Innehalten eines bestimmten, zuvor ausgeprobten Temperaturganges gebunden, was durch Belastung des Ofens mit dem Strom einer sehr gleichmäßig laufenden Maschine und besonders gute Kontakte an den Reglern erzielt wurde. Bei geeigneter Größe dieses Ganges war sie deutlich genug, um die Temperatur auf etwa 1° zu bestimmen, zumal wenn die Kurve der Differenzenquotienten $\Delta E/\Delta t$ als Funktion der Zeit zu Hilfe genommen wurde. Es lag nahe zu versuchen, diese Haltepunkte dadurch deutlicher hervortreten zu lassen, daß der Gang eines zweiten Thermoelementes beobachtet wurde, dessen Lötstelle im selben Ofen, aber außerhalb der Schmelze lag. Beobachtungen dieser Art zeigten jedoch, daß ein wesentlicher Vorteil damit nicht zu erreichen war.

Die zu Beginn vorgenommene Eichung des Thermoelements wurde nach Abschluß der ganzen Untersuchung noch einmal wiederholt. Die dabei gefundene Änderung der Thermokraft betrug etwa 2° und wurde unter der Annahme einer Proportionalität mit der Beobachtungszeit auf die Einzelbeobachtungen verteilt.

II. Versuchsergebnisse.

1. Kalzium.

Von Kalzium liegt bereits eine große Reihe von Schmelzpunktsbestimmungen vor; sie sind in der folgenden Tabelle I zusammengestellt.

Man sieht daraus, daß die meisten Beobachter den Kalziumschmelzpunkt bei 800 bis 810° gefunden haben, während v. Antropoff und Falk und ebenso Weibke und Bartels Temperaturen in der Nähe von 850° angeben. Nun konnten v. Antropoff und Falk bei ihren Untersuchungen über das Zustandsdiagramm Kalzium — Kalziumnitrid zeigen, daß der Schmelzpunkt von sehr reinem sublimierten Kalzium mit wachsendem Nitridgehalt stark sinkt und daß sich bei 3 bis 4 Proz. Nitrid ein Eutektikum befindet, dessen Schmelzpunkt bei etwa 800° liegt. Einem Nitridgehalt von 3 bis 4 Proz. entspricht aber ein Stickstoffgehalt von 0,6 bis 0,8 Proz. Dieser geringe Stickstoffgehalt setzt also danach den Schmelzpunkt des reinen Kalziums um 40 bis 50° herunter. Selbst das reinste Handelskalzium enthält in der Regel 0,3 bis 0,6 Proz. Stickstoff (entsprechend einem Nitridgehalt von 2 bis 3 Proz.); und da die

Tabelle I.

Bisherige Schmelzpunktsbestimmungen an Kalzium.

Beobachter	Schmelztemperatur °C	Bemerkungen
H. Moissan (1896)[1]	760	
O. Ruff und W. Plato (1902)[2]	780	
K. Arndt (1904)[3]	800	*Ca* von den Elektro-Chemischen Werken, Bitterfeld.
H. Moissan und Chevanne (1905)[4]	810	
L. Donsky (1908)[5]	796	
G. Tammann (1909)[6]	796–806	*Ca* 99,2 Proz.; $(Al + Fe)$ 0,55 Proz.; *Si* 0,28 Proz. von den Elektro-Chemischen Werken, Bitterfeld.
S. Tamaru (1909)[7]	803	dgl.
N. Baar (1911)[8]	808	dgl.
R. Lorenz und R. Winzer (1929)[9]	809	*Ca* von Kahlbaum; *Ca* 98,8 Proz.; SiO_2 0,14 Proz.; $(Al_2O_3 + Fe_2O_3$ 0,11 Proz.). Fast frei von Chlorid und Karbid.
M. Trautz und K. Kipphan (1929)[10]	803	*Ca* 99,8 Proz. (als Oxalat gefällt).
H. Hartmann und G. May (1929)[11]	810	*Ca* (destilliert).
A. v. Antropoff und E. Falk (1930)[12]	851	*Ca* 99,01 Proz. (im Vakuum sublimiert).
F. Weibke und W. Bartels (1934)[13]	845	*Ca* etwa 99,04 Proz. (im Vakuum destilliert).

1) Compt. rend. **127**, 497 und 584, 1896.
2) Berichte d. dtsch. chem. Ges. **35**, 3617, 1902.
3) Ebenda **37**, 4733, 1904.
4) Compt. rend. **140**, 122, 1905.
5) Zeitschr. f. anorg. Chem. **57**, 187, 1908.
6) Ebenda **62**, 82, 1909.
7) Ebenda **62**, 86, 1909.
8) Ebenda **70**, 352, 1911.
9) Ebenda **179**, 281, 1929.
10) Zeitschr. f. analyt. Chem. **78**, 360, 1929.
11) Zeitschr. f. anorg. Chem. **185**, 167, 1929.
12) Ebenda **187**, 405, 1930.
13) Ebenda **218**, 241, 1934.

meisten Beobachter Handelskalzium verwendet haben, erklärt es sich, weshalb sie den niedrigen Kalziumschmelzpunkt in der Nähe von 810° gefunden haben. Wie v. Antropoff und Falk angeben, konnten sie bei einem solchen Präparat auch nur einen Haltepunkt bei 809° finden. Wurde dagegen das Kalzium von ihnen im Vakuum sublimiert, so daß der Nitridgehalt nur noch 0,3 bis 0,4 Proz. (entsprechend einem Stickstoffgehalt von 0,05 bis 0,08 Proz.) betrug, so erhielten sie einen Schmelzpunkt bei 848 bis 849°. Der Reinheitsgrad dieses sublimierten Kalziums war 99,01 Proz.; es enthielt an Verunreinigungen 0,12 Proz. *Si*, 0,29 Proz. *Fe*, 0,02 Proz. *Mg*, 0,14 Proz. $CaCl_2$ und 0,40 Proz. Ca_3N_2. Der auf chemisch reines Kalzium extrapolierte Schmelzpunkt liegt nach diesen Untersuchungen bei 851 ± 1° C.

Dieses Resultat wird durch die Messungen von Weibke und Bartels, die das Zustandsdiagramm der Gold-Kalziumlegierungen untersucht haben, bestätigt. Für Kalzium mit einem Nitridgehalt von 0,24 bzw. 0,17 Proz. erhalten sie die Schmelzpunktstemperaturen bei 839 bzw. 842°; unter Berücksichtigung der Angaben von v. Antropoff und Falk finden sie für chemisch reines Kalzium den Schmelzpunkt bei 845° C. Die noch bestehende Differenz von 6° ist wahrscheinlich auf den höheren Magnesiumgehalt ihres Kalziums (0,26 Proz. gegenüber 0,02 Proz. *Mg* bei v. Antropoff und Falk) zurückzuführen.

Man sieht daraus, daß es bei der Bestimmung des Kalziumschmelzpunktes in erster Linie darauf ankommt, den Stickstoff aus dem Metall möglichst weitgehend zu entfernen und ihn vor allem vor und während der Messungen fernzuhalten. Da bei Strontium und Barium ein noch stärkerer Einfluß des Stickstoffs zu erwarten war als beim Kalzium, erschien es ratsam, zuerst bei diesem Metall zu versuchen, der Schwierigkeiten Herr zu werden.

Die Bestimmungen des Kalziumschmelzpunktes wurden sowohl an dem handelsüblichen wie an dem sehr reinen Material ausgeführt. Von dem handelsüblichen Kalzium standen drei verschiedene Schmelzen zur Verfügung: *Ca* I war eine ältere Schmelze von der Firma C. A. F. Kahlbaum in Berlin-Adlershof. Dieses durch Elektrolyse hergestellte Präparat hat einen Kalziumreingehalt von 95,4 Proz. An Verunreinigungen sind Stickstoff (etwa 1,7 Proz.), Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen, auch Kalium und Natrium, vorhanden. Das *Ca* II stammte von derselben Firma und hatte etwa dieselbe Zusammensetzung, nur war es mehrere Jahre später erschmolzen. Das *Ca* III war von der I. G. Farbenindustrie AG. zur Verfügung gestellt. Der Reinheitsgrad betrug etwa 95 Proz.; es enthielt an Verunreinigungen 0,8 Proz. *Fe*, 0,2 Proz. *Al*, 0,3 Proz. *Mg*, 0,3 Proz. *Si*, 1,4 Proz. *Cl*; Rest war Stickstoff und Sauerstoff.

Das *Ca* IV stammte aus dem Laboratorium Bel Air in Luxemburg, von Herrn Dr.-Ing. W. Kroll. Es war nach seinen Angaben allerreinstes Kalziummetall, das fünfmal sublimiert

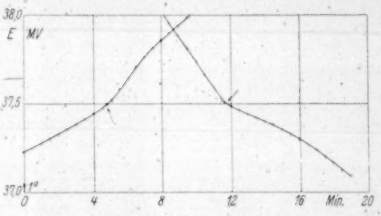


Abb. 1. Handelskalzium.

war. Der Reinheitsgrad beträgt 99,9 Proz. Der Spektrograph weist nur allerletzte Spuren von *Al*, *Si*, *Mg*, *Fe* und *C* auf, zusammen einige Hundertstel Prozent. Der Stickstoffgehalt beträgt ebenfalls nur einige Hundertstel Prozent.

Von jeder dieser vier Kalziumsorten wurden mehrere Proben für die Aufnahme der Erhitzungs- und Abkühlungskurven entnommen. Eine solche Probe von etwa 21 mm Dicke und 40 mm Höhe (mit einem Gewicht von ungefähr 20 bis 22 g) wurde im Eisentiegel geschmolzen.

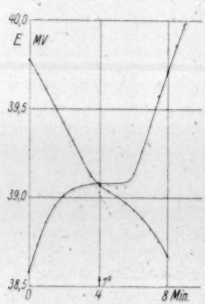


Abb. 2. Reinstes Kalzium (*Ca* IV).

In Abb. 1 ist als Beispiel eine Erhitzungs- und eine Abkühlungskurve von handelsüblichem Kalzium, in Abb. 2 von reinstem Kalzium wiedergegeben. Man sieht daraus, daß der Schmelz- und Erstarrungsvorgang bei dem reinen Metall wesentlich schärfer hervortritt als bei dem unreinen; aber auch dort prägt er sich infolge der geringen Schmelzwärme selten so deutlich aus wie bei den meisten anderen Metallen. Immerhin läßt der sehr regelmäßige Temperaturgang vor und nachher meist eine sichere Festlegung der Unstetigkeit zu, so daß die Messungen untereinander eine recht befriedigende Übereinstimmung ergeben. Ihre absolute Genauigkeit ist dabei auf etwa ± 1° zu veranschlagen.

Die Meßergebnisse sind in der folgenden Tabelle II zusammengestellt. Die angegebenen Zahlenwerte sind Mittelwerte, die aus verschiedenen Messungen an mehreren Proben erhalten sind. Die aus den Abkühlungskurven ermittelten Erstarrungspunkte liegen ein wenig unterhalb der aus den Erhitzungskurven erhaltenen Werte; doch ist die Differenz so gering, daß die Temperaturen ohne Bedenken gemittelt werden können.

Tabelle II.

Schmelzpunkte verschiedener Kalziumsorten.

Material	Schmelztemperatur aus Erhitzungskurve °C	Abkühlungskurve °C	Endgültiger Wert °C
Ca I.....	813	810	813
Ca II.....	819	818	819
Ca III.....	811	809	810
Ca IV.....	849	849	849

Genauigkeit: ± 1°.

Die Schmelzpunkte für das handelsübliche Kalzium (*Ca* I, *Ca* II, *Ca* III) liegen mithin in ungefährer Übereinstimmung mit den Messungen anderer Beobachter in der Nähe von 810°. Die hier gefundenen Unterschiede sind reell und wahrscheinlich auf die verschiedenartigen Verunreinigungen zurückzuführen. Der Schmelzpunkt des reinen Kalziums (*Ca* IV) liegt nach unseren Messungen bei 849° C. Berücksichtigt man die Angaben von v. Antropoff und Falk über den Einfluß des Stickstoffgehaltes auf den Schmelzpunkt des Kalziums, so ergibt sich für stickstofffreies Kalzium der Schmelzpunkt bei 851° C in recht guter Übereinstimmung mit dem von v. Antropoff und Falk extrapolierten Wert. Der große Unterschied in den Schmelzpunkten des handelsüblichen und des reinsten Kalziums ist also tatsächlich vorhanden.

2. Strontium.

Bei dem zweiten Erdalkalimetall, dem Strontium, weisen die Angaben über den Schmelzpunkt ebenfalls große Unterschiede auf. So ergeben die älteren Messungen von Guntz[1]) den Schmelzpunkt bei 800° C. Nach neueren Untersuchungen von R. Hartmann und G. May[2]) schmilzt das Strontium mit 1,7 Proz. *Fe* und 0,8 Proz. *N* (entsprechend etwa 8 Proz. Nitridgehalt) bei 752 ± 2°, während M. Trautz und K. Kipphan[3]) den Schmelzpunkt von Strontium (mit 3 Proz. Kalium) zu 797 ± 1° angeben. Bei Untersuchungen über das Zustandsdiagramm von Silber-Strontiumlegierungen findet F. Weibke[1]) für den Schmelzpunkt des Strontiums, das nach seinen Angaben einen Reinheitsgrad von 99,8 bis 99,9 Proz. und einen Stickstoffgehalt von nur 0,03 Proz. besitzt, 757 ± 1°.

Für unsere Untersuchungen konnten wir zwei verschiedene Sorten Strontium benutzen. Das eine, *Sr* I, war uns von Herrn Dr. Friederich von der Firma Osram G. m. b. H. zur Verfügung gestellt. Das zur Herstellung des Metalls verwendete Strontiumoxyd war aus Strontiumnitrat barytfrei von Kahlbaum dargestellt. Nach Angabe der Firma ist der Reingehalt etwa 99,9 Proz.; als Hauptverunreinigungen dürften Strontiumkarbid, -nitrid und -oxyd in Frage kommen, daneben enthält es Spuren von Barium, Eisen und Aluminium. Von diesem Strontium wurden mehrere Reguli, in derselben Größe wie beim Kalzium, im Eisentiegel untersucht[2]).

Das *Sr* II war ein sehr reines, dreimal destilliertes Metall, das von Herrn Dr. W. Kroll in Luxemburg zur Verfügung gestellt war. Der Regulus von 32 mm Durchmesser und 40 mm Höhe wog 82 g. Der Reinheitsgrad beträgt 99,8 Proz.; es enthält etwas Barium und Kalzium (von ersterem etwas mehr), jedoch im

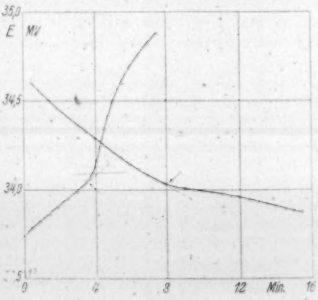


Abb. 3. Strontium.

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **193**, 297, 1930.

2) Bei der Lage des Strontiumschmelzpunktes in dem Gebiet der magnetischen Umwandlung des Eisens (710—790° C) könnten Bedenken wegen der Verwendung des Eisens als Tiegelmaterial erhoben werden. Diese sind indessen unbegründet, da — wie H. v. Steinwehr und A. Schulze, Physik. Zeitschr. **36**, 419, 1935, nachgewiesen haben — sich die Wärmetönung über das ganze Temperaturgebiet gleichmäßig erstreckt und infolgedessen störende Unstetigkeiten im Temperaturgange beim Schmelzpunkt selber nicht auftreten können. Eine Unstetigkeit, die jedoch unter den gegebenen Umständen außerordentlich gering sein müßte, wäre höchstens an den Grenzen des magnetischen Umwandlungsgebietes zu erwarten.

1) Guntz u. Roederer, Chem. Rev. **142**, 400, 1906; Guntz, Bull. Soc. Chim. (3) **29**, 483, 1903; Chim. Ind. (2) **21**, 458, 1929.

2) Zeitschr. f. anorg. Chem. **185**, 170, 1930.

3) Zeitschr. f. analyt. Chem. **78**, 360, 1929.

ganzen nicht mehr als zusammen 0,1 Proz. Der Rest ist etwas Eisen, Sauerstoff und Stickstoff, letzterer jedoch nur 0,03 Proz.

Der Schmelz- und Erstarrungsvorgang ist in Abb. 3 durch Wiedergabe einer Erhitzungs- und einer Abkühlungskurve, die übrigens bei Strontium für beide Sorten nahezu gleich ausfallen, dargestellt. Tabelle III gibt die Zahlenwerte der erhaltenen Schmelzpunktstemperaturen für das Strontium, die wiederum Mittelwerte aus einer Zahl von Beobachtungen darstellen.

Tabelle III.

Schmelzpunkte verschiedener Strontiumsorten.

Material	Schmelztemperatur aus Erhitzungskurve °C	Schmelztemperatur aus Abkühlungskurve °C	Endgültiger Wert °C
Sr I	756	756	756
Sr II	772	770	771

Genauigkeit: ± 1°.

Wie man sieht, liegt auch von dem mehrmals destillierten Strontium der Schmelzpunkt höher als von dem handelsüblichen. Wahrscheinlich ist auch in diesem Falle die Nitridbildung für das Absinken des Schmelzpunktes verantwortlich zu machen. Unsere Messungen an *Sr* I stehen mit dem von Hartmann und May gefundenen Wert in guter Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß das Strontium dieser Autoren einen höheren Nitridgehalt aufweist, jedoch weniger mit denen von Weibke. Die sehr hohen Werte von Trautz und Kipphan, ebenso wie die von Guntz sind mit unseren nicht in Einklang zu bringen.

3. Barium.

Die Messungen an Barium sind mit sehr großer Vorsicht auszuführen, da seine Affinität zum Stickstoff außerordentlich groß ist und außerdem der gleiche Stickstoffgehalt dem Gewichte nach etwa dreimal so viel Barium als Nitrid bindet wie Kalzium.

Die bisher in der Literatur angegebenen Schmelzpunkte weichen etwa 200° voneinander ab. Die älteren Messungen von Guntz[1]) aus dem Jahre 1903 ergaben für den Bariumschmelzpunkt 850°, was er durch Untersuchungen aus dem Jahre 1929 bestätigte. Hartmann und May[2]) finden 658 ± 1°; sie geben an, daß das von ihnen verwendete Barium mit 0,35 Proz. Eisen und 0,6 Proz. Stickstoff (entsprechend einem Bariumnitridgehalt von 9 bis 10 Proz.) verunreinigt war. Weibke[1]) findet für ein mit 2 Proz. Strontium verunreinigtes Barium den Schmelzpunkt bei 629°, dagegen gibt E. Rinck[2]) für ein zweimal destilliertes Barium eine Schmelzpunktstemperatur von 710 ± 2° an.

Die aus dieser Zusammenstellung ersichtliche Unsicherheit über die wirkliche Lage des Bariumschmelzpunktes veranlaßte uns, mehrere Sorten dieses Metalles von verschiedener Herkunft zu untersuchen.

Das *Ba* I war von Herrn Dr. Friederich (Osram G. m. b. H.) zur Verfügung gestellt. Dieses Barium, das der fabrikationsmäßigen Herstellung entnommen war, hatte einen Reingehalt von etwa 99,9 Proz. Es enthielt etwas Strontium sowie Spuren von Aluminium und Eisen. Als Hauptverunreinigungen kommen Bariumkarbid, -oxyd und -nitrid in Frage.

Das *Ba* II war von der I. G. Farbenindustrie AG. zur Verfügung gestellt. Der Reingehalt beträgt 97 Proz.; an ($Al + Fe$) war 0,05 Proz., an *Mg* 0,25 Proz., *Cl* 0,5 Proz., *Zn* 0,25 Proz., *Si* 0,4 Proz., *Cu* Spuren enthalten; der Rest war Stickstoff und Sauerstoff.

Das *Ba* III war reinstes, zweimal destilliertes Metall mit einem Reingehalt von 99,8 Proz. Es enthält geringe Spuren von Kalzium und Strontium; der Rest verteilt sich auf Eisen, Sauerstoff und Stickstoff, die in der Größenordnung von 0,05 Proz. vorhanden sind.

Das *Ba* III war in einem Eisentiegel als Regulus von 35 mm Durchmesser und 52 mm Höhe (Gewicht etwa 185 g) von Herrn Dr. W. Kroll (Luxemburg) zur Verfügung gestellt). Von dem *Ba* I und *Ba* II wurden mehrere Proben, ebenfalls im Eisentiegel, untersucht; sie hatten einen Durchmesser von etwa 20 mm und eine Höhe von etwa 40 mm. Das Gewicht betrug nahezu 50 g.

Von den verschiedenen Bariumproben wurden wieder die Erhitzungs- und Abkühlungskurven aufgenommen. Ein Beispiel für *Ba* II zeigt die Abb. 4. Wie man sieht, ist aus den Kurven der Phasenwechsel schwer zu erkennen. Hiernach dürfte die Schmelzwärme des Bariums noch erheblich kleiner sein als die des Kalziums und scheint etwa von derselben Größenordnung zu sein wie die Wärmetönung, die bei den allotropen Umwandlungen auftritt.

Um eine einwandfreie Bestimmung der Lage des Schmelzpunktes zu erhalten, sind aus den Erhitzungs- und Abkühlungskurven die Kurven der Differenzenquotienten $\Delta E/\Delta t$ berechnet; aus

1) Bull. Soc. Chim. (3) **29**, 483, 1903; Chim. Ind. (2) **21**, 458, 1929.
2) Zeitschr. f. anorg. Chem. **185**, 170, 1930.

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **193**, 297, 1930.
2) Compt. rend. **193**, 1328, 1931.

ihnen ist deutlich (vgl. Abb. 4 die unteren Kurven) der Beginn des Schmelzens bzw. des Erstarrens zu erkennen. In Abb. 5 ist die Erhitzungs- und

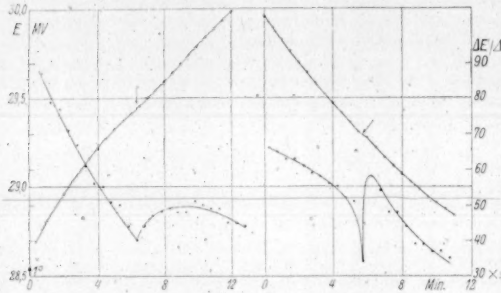


Abb. 4. Handelsbarium (*Ba* II).
o o o *E* in *MV*. . . . *ΔE/Δt* in MV/Min.

Abkühlungskurve von reinstem Barium (*Ba* III) dargestellt, die den Schmelz- bzw. Erstarrungsvorgang deutlicher hervortreten lassen.

Die Meßergebnisse sind in Tabelle IV zusammengestellt, wobei die angegebenen Zahlen

Tabelle IV.
Schmelzpunkte verschiedener Bariumsorten.

Material	Schmelztemperatur aus Erhitzungskurve °C	Schmelztemperatur aus Abkühlungskurve °C	Endgültiger Wert °C
Ba I	672	667	670
Ba II	669	668	669
Ba III	704	703	704

Genauigkeit: ± 1°.

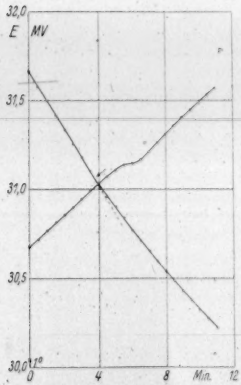


Abb. 5. Reinstes Barium (*Ba* III).

wieder die aus einer Reihe von Beobachtungen erhaltenen Mittelwerte für die Schmelztemperaturen sind.

Hiernach haben die beiden handelsüblichen Bariumproben *Ba* I und *Ba* II nahezu die gleichen Schmelztemperaturen, während das reine *Ba* III einen Schmelzpunkt hat, der über 30° höher liegt. Der Schmelzpunkt des Bariums wird also in ähnlich starkem Maße von Fremdstoffen beeinflußt wie der des Kalziums, und wieder ist es wahrscheinlich der Stickstoff, dessen Einfluß am größten ist. Der von uns gefundene Schmelzpunkt des zweimal destillierten Bariums (*Ba* III) weicht nur wenige Grade von dem von Rinck gefundenen Wert ab. Auffällig ist, daß *Ba* I und *Ba* II trotz des verschiedenen Reinheitsgrades nahezu die gleichen etwa 30° tiefer liegenden Schmelzpunktstemperaturen besitzen. Mit diesen Ergebnissen sind die von Guntz gefundenen hohen Werte nicht vereinbar, dagegen läßt sich der von Hartmann und May gefundene tiefe Wert ohne Schwierigkeit aus dem von ihnen angegebenen hohen Stickstoffgehalt erklären. Der von Weibke gefundene Schmelzpunkt von 629° wird von ihm selbst wegen des hohen Strontiumgehaltes als zu niedrig bezeichnet.

3. Zusammenfassung.

Mithin ergeben sich für die Schmelzpunkte der drei Erdalkalien (reinste Werkstoffe) aus unseren Messungen folgende Temperaturen:

	°C
Ca	851
Sr	771
Ba	704

Genauigkeit ± 1°.

Vergleicht man diese Schmelzpunkte mit den Atomvolumina, die von W. Biltz[1]) zu

25,6 für *Ca*,
33,2 für *Sr*,
37 für *Ba*

angegeben werden, so sieht man, daß steigende Werte des Atomvolumens sinkenden Schmelztemperaturen entsprechen, wie es bei Elementen der gleichen Gruppe des periodischen Systems zu erwarten ist.

Zum Schluß möchten wir es nicht unterlassen, Herrn Dr. W. Kroll (Bel Air Laboratorium in Luxemburg) sowie Herrn Dr. Friederich (Osram G. m. b. H.; Berlin) und der I. G. Farbenindustrie AG. dafür zu danken, daß sie uns in so entgegenkommender Weise die Werkstoffe für unsere Untersuchungen zur Verfügung gestellt haben; ebenso danken wir der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen AG. in Höllriegelskreuth bei München für die freundliche Überlassung des Argons.

1) Zeitschr. f. Metallkde. **26**, 231, 1934.

(Eingegangen 10. Mai 1935.)

Zur Charakterisierung von technischen Röntgenröhren.

Von Hermann Behnken und Heinz Nitka.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Für Art und Menge der die Antikathode einer Röntgenröhre verlassenden Röntgenstrahlung ist außer dem Antikathodenmaterial im wesentlichen die an der Röhre liegende Spannung und der durch die Röhre hindurchfließende Elektronenstrom maßgebend. Die nach außen tretende und damit nutzbar werdende Strahlung wird aber durch die Absorption in der Röhrenwand bzw. dem Röhrenaustrittsfenster, wenn ein solches vorhanden ist, erheblich beeinflußt. Dies ist bei der praktischen Anwendung der Strahlen für die medizinische Diagnostik von Wichtigkeit. Ein stets vorhandener, sehr weicher Anteil an Strahlungskomponenten ist nämlich für die Diagnose wertlos, weil er bereits in der oberen Hautschicht des Patienten absorbiert werden würde und somit für die Bilderzeugung keinen Beitrag liefern könnte. Andererseits aber würden diese Strahlen die Gefahr der Röntgenverbrennung mit sich bringen. Zu ihrer Beseitigung ist es daher erforderlich, bei der diagnostischen Anwendung stets ein gewisses Mindestfilter in den Strahlengang zu bringen. Dem wird in den Vorschriften der Deutschen Röntgen-Gesellschaft für den Strahlenschutz in medizinischen Röntgenanlagen durch folgende Bestimmung Rechnung getragen[1]):

„§ 12. Schutz des Kranken.

a) Bei allen Durchleuchtungsgeräten ist ein Aluminiumfilter von mindestens 0,5 mm Dicke fest einzubauen, sofern nicht der Aluminiumgleichwert der Röhrenwandung an der Strahlenaustrittsstelle mindestens 0,7 mm beträgt. Dieser Aluminiumgleichwert muß auf der Röhre angegeben sein."

Die letztere Angabe gehört also zur Charakterisierung eines Röhrenexemplares dazu. Nun läßt sich aber eine solche Angabe in eindeutiger Weise nicht machen, weil der Aluminiumgleichwert – im folgenden mit AGW bezeichnet – von der Strahlenhärte abhängig ist. Vergleicht man eine Glasprobe hinsichtlich ihrer Strahlenschwächung mit Aluminiumfiltern verschiedener Dicke, so erhält man je nach der benutzten Strahlenqualität verschiedene Ergebnisse. Z. B. ergab eine Probe gewöhnlichen Fensterglases, welches mit einer Siemens-Multix-Röhre bei Spannungen von 31 bis 70 kV untersucht wurde, pro Millimeter Glasdicke einen AGW von 0,83 bis 0,89 mm. Eine Probe Röntgenröhrenglas, welches die Firma Radiologie AG. (Berlin) für die Versuche freundlichst zur Verfügung stellte, lieferte unter den gleichen Bedingungen Werte von 0,84 bis 1,00 mm. Dabei zeigten die Meßergebnisse folgende Eigentümlichkeit: Wurde das Vorfilter unverändert gelassen und die Strahlenhärte nur durch Steigern der Spannung variiert, so ergab sich stets ein Ansteigen des AGW mit der Spannung. Wurde aber die Spannung festgehalten und die Dicke des Vorfilters gesteigert, so wurde bei der Spannung 31 kV kein Gang mit der Filterdicke gefunden. Je höher aber die Spannung gewählt wurde, um so deutlicher trat ein Anwachsen des AGW mit zunehmender Vorfilterdicke hervor. Schon hieraus ist zu ersehen, daß der AGW nur für niedrige Röhrenspannungen von 31 kV oder weniger eindeutig angebbar ist. Die weiter unten beschriebenen Versuche werden dies noch deutlicher erkennen lassen. Da nun der bei niedriger Spannung ermittelte AGW niedriger liegt als bei höherer Spannung, so eignet er sich gut zur praktischen Charakterisierung der Röhre im Sinne der oben angegebenen Schutzvorschrift. Denn es wird damit eine Unterschätzung des AGW und infolgedessen die Wahl eines zu geringen Zusatzfilters sicher vermieden. Der Röhrenhersteller kann also getrost so verfahren, daß er den AGW des von ihm verwendeten Röhrenglases bei einer möglichst niedrigen Spannung – 31 kV oder weniger – bestimmt und auf der Röhre angibt.

Es ist aber sicherlich von Interesse, auch an der fertigen Röhre den AGW ermitteln zu können, und zwar ohne die Röhre zu zerstören. Wie dies möglich ist, wird im folgenden beschrieben. Zu den Versuchen wurden einige handelsübliche moderne Diagnostikröhren verschiedener Hersteller, die diese freundlichst zur Verfügung gestellt haben[1]), benutzt. Ferner kam eine von der Firma C. H. F. Müller (Hamburg) besonders angefertigte Röhre mit Lindemannfenster, also mit besonders geringem AGW, hinzu. Die Röhren hatten sämtlich Wolfram-Antikathoden, wichen aber im übrigen in ihrer Bauart durchaus voneinander ab. Insbesondere waren ihre AGW recht verschieden.

Da es nicht der Zweck dieser Mitteilung ist, die Erzeugnisse verschiedener Firmen gegeneinander zu vergleichen, werden die verschiedenen Röhren im folgenden einfach als I, II, III,

1) Deutsches Normenblatt Din Rönt. 2/1933; zu beziehen durch den Beuth-Verlag G. m. b. H., Berlin SW 19.

1) Wir sind den Firmen C. H. F. Müller (Hamburg), Radiologie AG. (Berlin), und Siemens-Reiniger AG. (Erlangen) hierfür zu bestem Dank verpflichtet.

IV, V bezeichnet. I ist die Röhre mit dem Lindemannfenster. Alle Röhren wurden mit konstanter Gleichspannung in Liebenow-Schaltung in gleicher Weise betrieben.

Die Untersuchung bestand im wesentlichen darin, daß von allen Röhren unter völlig gleichen Bedingungen mit Hilfe eines härteunabhängigen

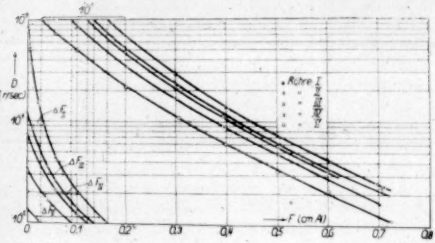


Abb. 1. (31 kV, 1 mA, 42 cm FA.)

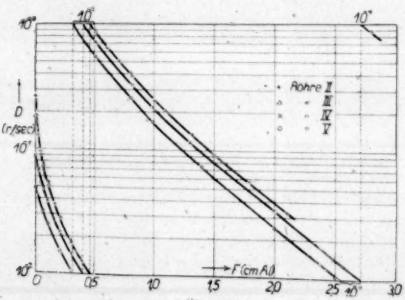


Abb. 2. (50 kV, 1 mA, 42 cm FA.)

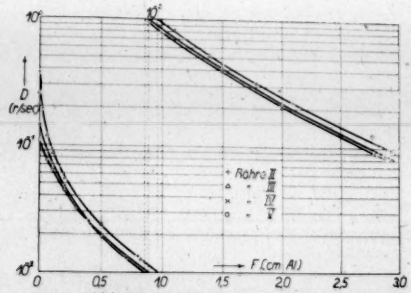


Abb. 3. (70 kV, 1 mA, 42 cm FA.)

Dosismessers[1]) die Dosisleistung in Abhängigkeit von der Dicke eines zusätzlichen Aluminiumfilters in möglichst weitem Umfange bestimmt wurde. Die Messungen wurden in einem Fokusabstande von 42 cm[1]) bei den Spannungen 31, 50 und 70 kV und mit 1 mA Röhrenstrom durchgeführt. Da die Röhre I nur Spannungsbelastungen bis zu 40 kV zuließ, konnte sie bei 50 und 70 kV nicht mit zum Vergleich herangezogen werden. Das Ergebnis zeigen die Kurven der Abb. 1–3. Abszisse ist die Dicke des zusätzlichen Aluminiumfilters in Zentimetern, Ordinate die zugehörige Dosisleistung in r/sec in logarithmischer Skala.

Man sieht aus den Kurven folgendes: In Abb. 1, welche sich auf eine Röhrenspannung von 31 kV bezieht, laufen die Kurven für alle fünf Röhren mit konstanten Abszissenabständen nebeneinander her. Die Kurve I läßt sich daher durch eine einfache Parallelverschiebung in der Abszissenrichtung mit jeder der Kurven II–V zur Deckung bringen. Dies bedeutet nichts anderes, als daß die Röhren II–V nach Art und Menge die gleiche Strahlung liefern, wie man sie von der Röhre I hinter einem Aluminiumzusatzfilter von passender Dicke ΔF_{II} bis ΔF_V erhält. Die passende Dicke ΔF ist dabei durch den Betrag der für die Kurvendeckung erforderlichen Abszissenverschiebung gegeben. Aus der Abb. 1 liest man ab:

$$\Delta F_{II} = 0{,}030 \text{ cm},$$
$$\Delta F_{III} = 0{,}042 \text{ cm},$$
$$\Delta F_{IV} = 0{,}071 \text{ cm},$$
$$\Delta F_{V} = 0{,}133 \text{ cm}.$$

Diese Zahlen stellen also den Unterschied des (AGW) der Röhre I gegen die (AGW) der anderen Röhren dar, oder $(AGW)_I + \Delta F_{II \ldots V} = (AGW)_{II \ldots V}$. Man kann somit, wenn man $(AGW)_I$ kennt, durch die Aufnahme der beschriebenen Kurven $(AGW)_{II \ldots V}$ bestimmen. Je kleiner $(AGW)_I$ gegen die beobachteten $\Delta F_{II \ldots V}$ ist, um so weniger fällt ein Fehler von $(AGW)_I$ für die Bestimmung der (AGW) der übrigen Röhren ins Gewicht.

Betrachtet man nun die Abb. 2 und 3, die sich auf die höheren Röhrenspannungen 50 und 70 kV beziehen, so findet man, daß hier eine so einfache Beziehung zwischen den Kurven der verschiedenen Röhren wie bei 31 kV nicht durchweg festzustellen ist. In der Abb. 2 z. B. nimmt der Abszissenabstand der Kurve V von den übrigen mit wachsendem Filter deutlich zu. Die Kurven II, III und IV dagegen weisen untereinander noch einen einigermaßen konstanten Abszissenabstand von ähnlicher Größe wie in Abb. 1 auf. II und III sind, z. T. infolge des

1) R. Jaeger, Physik. Zeitschr. **35**, 184, 1934; ferner H. Behnken u. L. Graf, Physik. Zeitschr. **35**, 317, 1934.

1) Dieser Fokusabstand ist einerseits willkürlich gewählt, andererseits den Verhältnissen bei Diagnostik entsprechend.

gegen Abb. 1 verkleinerten Abszissenmaßstabes, kaum voneinander zu unterscheiden. Im Hinblick auf das, was oben über die Gleichwertigkeit von Aluminium und Glas gesagt wurde, ist dieser Befund dahin zu deuten, daß sich die Glassorten der Röhren II, III und IV bis zu 50 kV Röhrenspannung hinsichtlich ihrer Absorptionseigenschaften noch nicht allzusehr voneinander unterscheiden, während das Glas der Röhre V hier bereits Abweichungen erkennen läßt. Nimmt man noch die Abb. 3 für 70 kV hinzu, so findet man, daß auch Röhre IV sich von II und III unterscheidet, da ihr Abszissenabstand von II, III mit zunehmendem F wächst. Die Kurven IV und V schneiden sich sogar in der Gegend von $F = 0{,}5$ cm, so daß also für geringe Zusatzfilter Röhre IV eine größere Dosisleistung zeigt als Röhre V, während für stärkere Zusatzfilter Röhre V die größere Ausbeute liefert. In diesem Zusammenhange ist eine Untersuchung von L. S. Taylor und G. Singer[1]), die ebenfalls den Versuch machten, Aluminium- und Kupfer-Schwächungskurven verschiedener Röhren aus verschiedenen Glassorten miteinander zur Deckung zu bringen, von Interesse. Taylor und Singer verfolgten aber die Kurven nur bis zu Schwächungen auf etwa 1 Proz. Die benutzten Röhrenspannungen liegen fast durchweg erheblich höher als die von uns benutzten. Taylor und Singer kommen zu dem Ergebnis, daß sich die Kurven zwar nicht genau, aber doch einigermaßen zur Deckung bringen lassen und ziehen aus den erforderlichen Parallelverschiebungen ebenfalls Schlüsse über die *Cu*- bzw. *Al*-Gleichwerte der Röhrenwandungen. Da sie niedrige Röhrenspannungen nicht in ihre Untersuchungen einbeziehen, finden sie begreiflicherweise stets ein deutliches Ansteigen der Gleichwerte mit der Spannung. Auch der Kurvendeckungsversuch würde vermutlich die Abweichungen deutlicher hervortreten lassen, wenn die Kurven bis zu stärkeren Schwächungsgraden hin weiter verfolgt würden. Im übrigen läßt sich eine von Taylor und Singer bei 70 kV an einer Röhre aus „cerium-glass" gefundene Aluminiumschwächungskurve mit einer von uns an unserer Röhre V unter gleichen Bedingungen gemessenen Kurve gut zur Deckung bringen, was bedeutet, daß das Glas der Röhre V hinsichtlich seiner Schwächungseigenschaften dem „cerium-glass" sehr ähnlich ist. Es besteht also keinerlei Widerspruch zwischen den Ergebnissen von Taylor und Singer und den unsrigen.

Nun erhebt sich die Frage nach dem AGW der Röhre I, die ja gewissermaßen als Standard, an welchen die anderen Röhren angeschlossen werden, benutzt wird. Natürlich könnte man so verfahren, daß man sich für den hier vorliegenden Zweck eine Standardröhre mit bestimmtem, möglichst kleinem AGW eigens anfertigt. Da eine solche Röhre ja nur im Laboratorium benutzt werden soll, also nicht alle Anforderungen der Praxis zu erfüllen braucht, so könnte man sie wohl dauernd an der Pumpe betreiben und sie dann geradezu mit einem Aluminiumfenster genau bestimmter Dicke ausrüsten. Dies wäre der exakteste Weg. Aber auch an der fertigen Röhre läßt sich aus den Eigenschaften der ausgesandten Strahlung wenigstens ein angenähert richtiger AGW ermitteln.

Hierzu kann man die Tatsache benutzen, daß die Dosisschwächungskurve bei einer idealen Röhre mit unendlich dünnem Fenster unendlich steil beginnt. Mit anderen Worten: wenn man die Dosisleistung mit D und die Dicke der Zusatzfilter mit F bezeichnet, so gilt:

$$\lim_{F=0} \frac{dD}{dF} = -\infty$$

oder

$$\lim_{F=0} \frac{dF}{dD} = 0.$$

Entsprechendes gilt auch für die übliche Darstellung im logarithmischen Raster, wie sie bei den Abb. 1–3 benutzt wurde. Es ist also auch

$$\lim_{F=0} \frac{dF}{d(\log D)} = 0.$$

Handelt es sich aber nicht um eine ideale Röhre mit unendlich dünnem Fenster, sondern um eine wirkliche Röhre mit einem Fenster endlicher Dicke, so verschiebt sich die Kurve, welche $\frac{dF}{d(\log D)}$ als Funktion von F darstellt nach links, so daß man für $F = 0$ noch einen endlichen Ordinatenwert vorfindet. Der Schnittpunkt mit der Abszissenachse würde bei negativen Werten von F liegen und kann also nur durch Extrapolation gefunden werden. Diese Extrapolation ist aber einigermaßen sicher auszuführen, da der Verlauf von $\frac{dF}{d(\log D)}$ in der Umgebung von $F = 0$, wie es Abb. 4 zeigt, ein nahezu linearer ist. Die Abbildung wurde in der Weise gewonnen, daß aus Kurve I der Abb. 1 die zu einem δF_0 von 0,05 gehörigen Werte von $\delta(\log D)$ längs der Kurve von Punkt zu Punkt abgegriffen und dann ihre reziproken Längen in Abhängigkeit von den zugehörigen F-Werten aufgetragen wurden. Die rückwärtige Verlängerung der Kurve schneidet die Abszissenachse

[1]) L. S. Taylor u. G. Singer, Radiology 22, 445. 1934.

etwa bei $F = -0{,}012$ cm. Diese Zahl stellt also ungefähr den AGW der Röhre I dar. Vergleichsmessungen an einer Probe Lindemannglas ergaben, daß 1 mm Lindemannglas unter den hier in Frage kommenden Bedingungen etwa 0,22 mm Aluminium gleichzusetzen ist. Hieraus folgt die Dicke des Fensters der Röhre I zu ungefähr 0,055 cm. Messungen an anderen Röhren mit Lindemannglasfenster haben aber gezeigt, daß diese Dicke unter Umständen noch beträchtlich unterschreitbar ist.

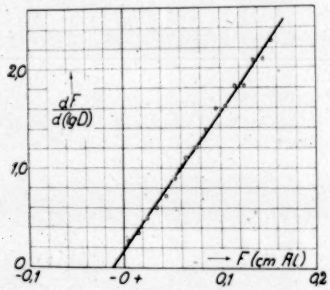


Abb. 4.

Addiert man zu dem AGW der Röhre I die oben gefundenen Werte von $\Delta F_{\mathrm{II}\ldots\mathrm{V}}$, so ergibt sich die folgende Tabelle:

Röhre	ΔF	AGW
I	0 cm	0,012 cm
II	0,030 cm	0,042 cm
III	0,041 cm	0,053 cm
IV	0,071 cm	0,083 cm
V	0,133 cm	0,145 cm

Nur bei den Röhren IV und V besitzt also die Röhrenwand bereits einen AGW von mehr als 0,7 mm Aluminium. Bei diesen Röhren ist somit ein festeingebautes Zusatzfilter nach den oben erwähnten Schutzvorschriften nicht erforderlich.

Wenn feststeht, daß die Dosenschwächungskurven parallel verlaufen, wie es für Röhrenspannungen von 31 kV gefunden wurde, genügt hiernach die Kenntnis der von einer Röhre beim Betriebe mit konstanter Gleichspannung von 31 kV bei 1 mA Röhrenstrom im Fokusabstande 42 cm ohne Zusatzfilter gelieferten Dosisleistung, um mit Hilfe der Kurve I der Abb. 1 den AGW der Röhre zu bestimmen. Man geht dazu mit dem gemessenen Werte der Dosisleistung als Ordinate in die Kurve ein, liest den dazugehörigen Abszissenwert ab und addiert 0,012 cm dazu. Man kann sogar aus der Kurve ganz allgemein die Ergiebigkeit einer Röntgenröhre mit Wolfram-Antikathode pro mA Röhrenstrom bei 31 kV Gleichspannung in 42 cm Fokusabstand und für verschiedene AGW ablesen. Dies ist freilich cum grano salis zu verstehen, da der Wirkungsgrad aller Röntgenröhren nicht immer ganz der gleiche ist. Schon die durch längeren Gebrauch allmählich eintretende Aufrauhung der Antikathode pflegt sich durch ein gewisses Zurückgehen der Ausbeute bemerkbar zu machen. Aus diesem und anderen Gründen stellt die Kurve I keine unter allen Umständen genauen Werte, wohl aber einen praktischen Anhalt für Überschlagsrechnungen dar.

Es sei z. B. diese Gelegenheit benutzt, auf Grund der mitgeteilten Messungen die Größe der Röntgenverbrennungsgefahr bei Durchleuchtungen überschlagsweise zu erörtern. Nehmen wir an, daß die Verbrennungsgefahr bei der Überschreitung der mit 600 r angesetzten Hauterythemdosis (HED) beginnt, so würde sich beispielsweise bei der Röhre IV, welche einen AGW von 0,083 cm besitzt und somit im Sinne der Schutzvorschriften keines zusätzlichen Schutzfilters bedarf, ergeben, daß im praktisch möglichen geringen Fokusabstande von 15 cm beim Betriebe mit 70 kV und 5 mA die Gefahr der Verbrennung bei einer Bestrahlungsdauer von etwa 2 min beginnt. Dies ist aus den Zahlenwerten der Kurve IV in Abb. 3 leicht auszurechnen. Handelt es sich aber z. B. um die Röhre II mit dem unzulänglichen AGW von 0,042 cm und wird kein zusätzliches Filter angewendet, so beginnt hier die Gefahr unter den gleichen Umständen bereits nach einer Bestrahlungsdauer von nur etwa 40 sec. Also Vorsicht bei Demonstrationen! Unter keinen Umständen sollte man, wie es wenigstens früher vielfach üblich war, etwa die eigene Hand oder die einer anderen Person als Vorführungsobjekt beim Unterricht über Röntgenstrahlen verwenden[1]).

Zusammenfassung.

Der „Aluminiumgleichwert" (AGW) der Glaswand bzw. des Strahlenaustrittsfensters einer Röntgenröhre ist nur für niedrige Röhrenspannungen — etwa 31 kV oder weniger — bestimmt anzugeben, da das Schwächungsvermögen des Röhrenglases zu dem des Aluminiums bei höheren Spannungen kein konstantes Verhältnis mehr besitzt. Der Aluminiumgleichwert (AGW)

1) Die hier ausgesprochene Warnung ist natürlich in keiner Weise für die Röntgenärzte bestimmt. Ein uns kürzlich bekanntgewordener besonders tragischer Fall eines Physikprofessors, der eine schwere irreparable Schädigung davontrug, gibt uns Veranlassung, auf die dem Unerfahrenen hier drohende Gefahr noch einmal nachdrücklich aufmerksam zu machen.

eines dünnen Lindemannglasfensters kann aus der Dosisschwächungskurve in Aluminium angenähert ermittelt werden, indem man die im üblichen logarithmischen Raster dargestellte Kurve differenziert. Der reziproke Differentialquotient ist für dünne Filter eine nahezu lineare Funktion der Filterdicke. Die durch lineare Extrapolation auf den Wert 0 des reziproken Differentialquotienten gefundene negative Filterdicke stellt angenähert den gesuchten AGW des Fensters dar. Der Unterschied der AGW zweier Röntgenröhren kann aus einem Vergleich ihrer Dosisschwächungskurven in Aluminium erschlossen werden. Für niedrige Röhrenspannungen – unter 31 kV – kann die Ergiebigkeit einer Röntgenröhre mit Wolframantikathode in Abhängigkeit vom AGW allgemein angegeben werden. Die Größe der Gefahr der Röntgenverbrennung bei Durchleuchtungen wird unter gewissen angenommenen Bedingungen diskutiert.

Berlin-Charlottenburg, im April 1935.

(Eingegangen 10. Mai 1935.)

Zum Photoeffekt von Alkalimetallfilmen atomarer Dicke auf Platin.

(Vorläufige Mitteilung.)

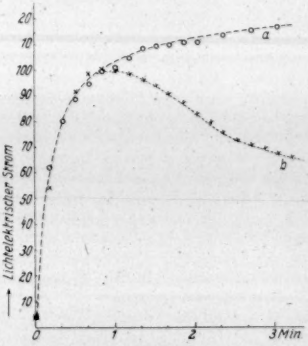
Von Herbert Mayer.

Der lichtelektrische Effekt dünnster Alkalimetallfilme auf einem Trägermetall hoher Austrittsarbeit ist wiederholt Gegenstand experimenteller Untersuchung gewesen[1]). In den meisten dieser Untersuchungen konnte jedoch die Dicke dieser Alkalischichten nur qualitativ angegeben werden, daher ebenso der Gang des lichtelektrischen Effektes mit der Dicke. Es wurde zuerst von J. J. Brady[2]) versucht, die Dicke der Filme mit Hilfe einer Molekularstrahlmethode quantitativ zu erfassen.

Die Intensität des Alkalimolekularstrahles, d. h. auch die Zahl der auf einer bestimmten Fläche des Trägermetalls pro Sekunde sich niederschlagenden Alkaliatome wird hierbei mit Hilfe der Gesetze für Molekularströmung berechnet. Um die daraus sich ergebenden unkontrollierbaren Fehlerquellen zu vermeiden, wurde vom Verfasser die Intensität des Molekularstrahles nach der Methode von Langmuir-Taylor gemessen, d. i. durch den positiven Ionenstrom, der von einer hochglühenden Platinfläche ausgeht, wenn diese von Alkaliatomen getroffen wird. Auf diese Weise kann man einerseits die Konstanz des Molekularstrahles ständig prüfen, andererseits, bei Kenntnis des Ausbeutekoeffizienten der Ionisierung der betreffenden Art von Alkaliatomen an der Platinfläche, die pro Sekunde auf diese auftreffende Zahl der Alkaliatome genau bestimmen.

Die Platinfläche konnte einerseits mit Hilfe eines elektrischen Stromes zum Zwecke der Entgasung oder zur Messung der Intensität des Molekularstrahles auf jede gewünschte Temperatur erhitzt werden, andererseits konnte sie mit flüssiger Luft oder CO_2-Schnee gekühlt werden und diente so als Trägermetall der Alkalischicht. Der Molekularstrahl konnte mittels einer magnetisch betätigten Klappe jederzeit abgesperrt oder wieder geöffnet werden.

Der Apparat bestand aus Hartglas mit eingeschmolzenen Wolframdrahtzuführungen und war direkt an die Hochvakuumpumpe angeschmolzen, so daß Schliffe, Hähne und jede Art von Siegellackkittung vollkommen vermieden war. Die Belichtung der unter 45° gegen die einfallenden Strahlen geneigten Platinfläche erfolgte durch ein Quarzfenster mit der Gesamtstrahlung einer *Hg*-Quarzlampe. Das Kalium wurde nach vorheriger weitgehender, mit Ionisationsmanometer verfolgter Entgasung des Apparates und besonders der Platinfläche durch fünfmalige stufenweise Destillation im Hochvakuum in dem Molekularstrahlofen destilliert.



Lichtelektrische Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Dicke einer auf Platin wachsenden Kaliumschicht. Zahl der pro Minute und cm² kondensierenden Kaliumatome: $1{,}4 \cdot 10^{14}$.

Wie man aus Figur a ersieht, in der der Gang des lichtelektrischen Stromes als Funktion der

[1]) Literatur siehe R. Suhrmann, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. XIII, 1934. 47, 107, 1935.
[2]) J. J. Brady, Phys. Rev. **41**, 613, 1932 und

Schichtdicke des Alkalifilmes[1]), von der Dicke Null beginnend, eingetragen ist, ist das bei ungefähr monoatomarer Bedeckung von den anderen Beobachtern festgestellte Maximum nicht vorhanden. Man kann es aber sofort zum Erscheinen bringen, indem man die Hochvakuumpumpen für einige Minuten außer Funktion setzt und so trockene Luft aus dem Vorvakuum (etwa 0,5 mm Druck) auf das Kalium wirken läßt. Mißt man nun sofort nach Wiederherstellung des Hochvakuums den lichtelektrischen Effekt als Funktion der Schichtdicke, so erhält man ein Maximum, wie es Kurve b der Figur zeigt, das um so besser ausgeprägt ist, je stärker die Oxydation des Kaliums war. War diese nur schwach, so wird das Maximum in aufeinanderfolgenden Messungen immer schwächer, weil die Sauerstoffnachlieferung aus der Zersetzung des Kaliumoxyds immer geringer wird, schließlich verschwindet es wieder ganz. Durch erneute Oxydation kann man es sofort wieder zum Erscheinen bringen.

Damit ist der Nachweis erbracht, daß zumindest für das Metallpaar Kalium auf Platin das Erscheinen des Maximums des lichtelektrischen Effektes bei ungefähr monoatomarer Bedeckung durch Gasmoleküle, sehr wahrscheinlich Sauerstoff, verursacht wird, die sich in die wachsende Alkalischicht einbauen.

Verfolgt man den Gang des lichtelektrischen Effektes bei oxydiertem Kalium (Fall b) im polarisierten Licht, so erscheint das Maximum nur bei $E \parallel$ zur Einfallsebene, ist dagegen nicht vorhanden bei $E \perp$, d. h. man erhält hier trotz Oxydation eine Kurve der Form a.

Gleichzeitig wurde mit demselben Apparat, unter vollkommen gleichen Bedingungen, die durch primäre Elektronen (50–1500 Voltgeschwindigkeit) verursachte Sekundäremission als Funktion der Schichtdicke gemessen. Sie zeigt, besonders bei den kleineren Geschwindigkeiten der primären Elektronen fast vollkommen parallelen Gang mit der lichtelektrischen Emission im Falle a, bleibt aber auch im Falle b unverändert, d. h. sie zeigt das dann auftretende Maximum der lichtelektrischen Emission nicht.

Auch der Gang der Stromspannungskurven im Gegenfeld konnte als Funktion der wachsenden Schichtdicke des Alkalifilmes verfolgt werden und daraus sowohl die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung der lichtelektrisch ausgelösten Elektronen, als auch der Gang des Austrittspotentials abgeleitet werden. Auch im Falle b zeigt letzteres bei einer Gesamtänderung von 3,0–3,5 V kein Minimum. Die Geschwindigkeitsverteilung wieder geht aus ihrem sehr steilen Verlauf für reines Platin, stetig immer schräger werdend, asymptotisch in den sehr schrägen, für dicke Kaliumschichten charakteristischen Verlauf über, den sie schon bei dem etwa 2–3fachen der dem lichtelektrischen Maximum entsprechenden Schichtdicke erreicht.

Eine ausführliche Mitteilung über diese und andere Ergebnisse erfolgt in Kürze an anderer Stelle.

Cernăuți (Rumänien), Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Mai 1935.)

1) Diese ist hier durch die direkt aus der Messung des positiven Ionenstromes sich ergebende Atomzahl pro Sekunde und cm² gegeben. Diese Zahlen müssen noch mit dem Ausbeutekoeffizienten der Ionisierung von Kaliumatomen an hochentgasten Platinflächen multipliziert werden, um die wirklich pro Sekunde und cm² auftreffende Atomzahl zu erhalten. Eine Arbeit zur Messung dieses Ausbeutekoeffizienten ist in Gang.

Über das Massenverhältnis von Proton und Elektron.

Von H. Ertel.

Wie bereits Eddington[1]) bemerkte, liegt das Massenverhältnis von Proton (m_+) und Elektron (m_-) nahe bei $\frac{(136)^2}{10}$, also

$$\left|\frac{m_+}{m_-}\right| \approx \frac{136}{\sqrt{10}}, \qquad (1)$$

wobei 136 und 10 Zahlen von folgender physikalischer Bedeutung darstellen:

136 = Anzahl der Kombinationen der 16 Dirac Funktionen Ψ_ζ^τ ($\tau, \zeta = 1, 2, 3, 4$) zur 2. Klasse mit Wiederholung,

10 = Anzahl der Kombinationen der 4 Weltkoordinaten x_i zur 2. Klasse mit Wiederholung = Anzahl der Gravitationspotentiale g_{ik}.

Genauer soll nach Eddington das Massenverhältnis $\frac{m_+}{m_-}$ durch das Verhältnis der Wurzeln

$$\left.\begin{aligned}\mu_1 &= 13{,}5926431\ldots\\ \mu_2 &= 0{,}0073569\ldots\end{aligned}\right| \qquad (2)$$

der quadratischen Gleichung

$$10\,\mu^2 - 136\,\mu + 1 = 0\,, \qquad (3)$$

also durch

$$\frac{m_+}{m_-} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = 1847{,}60 \qquad (4)$$

gegeben sein.

1) Proc. Roy. Soc. London, A, CXXXIV (1932), 524.

Ich möchte hier darauf hinweisen, daß man eine reziproke quadratische Gleichung, die das gleiche Massenverhältnis $\frac{m_+}{m_-}$ liefert, durch das Postulat erhält, daß sich die Approximation (1) durch symmetrische Ergänzung der linken Seite in eine Bestimmungsgleichung für $\frac{m_+}{m_-}$ verwandeln soll:

$$\sqrt{\frac{m_+}{m_-}} + \sqrt{\frac{m_-}{m_+}} = \frac{136}{\sqrt{10}}, \tag{5}$$

deren Symmetrie in der Schreibweise

$$\frac{m_+ + m_-}{\sqrt{m_+ \cdot m_-}} = \frac{136}{\sqrt{10}} \tag{6}$$

noch besser zum Ausdruck kommt. Die Wurzeln von (5) sind

$$\frac{m_+}{m_-} = 10 \cdot (13{,}592643 1\ldots)^2 = 1847{,}60 \tag{7}$$

und der dazu reziproke Wert.

Die Gleichung (5) ist nun in folgender Hinsicht interessant: Durch die Transformation

$$\sqrt{\frac{m_+}{m_-}} = \mu\sqrt{10} \tag{8}$$

geht sie in die Eddingtonsche Gleichung (3) über; mithin erlaubt nicht nur das Wurzelverhältnis $\frac{\mu_1}{\mu_2}$, sondern jede Wurzel μ_1 bzw. μ_2 der Eddingtonschen Gleichung (3) für sich bereits die Berechnung von $\frac{m_+}{m_-}$, eben in der Weise, die in Gleichung (7) bereits zu erkennen ist. Das hat aber weiter zur Folge, daß die Interpretation der wellenmechanischen Gleichung

$$\left|10\left(iE_s\frac{\partial}{\partial\Theta_s}\right)^2 - 136\left(iE_s\frac{\partial}{\partial\Theta_s}\right) + 1\right|\Psi = 0, \tag{9}$$

die nach Eddington der Gleichung (3) zugrunde liegt, abgeändert werden muß. In Gleichung (9) bedeutet $\widetilde{E_s}$ ein lineares Aggregat der antikommutativen Dirac-Matrizen und der Komponenten eines vierdimensionalen Einheitsvektors in Richtung s, wobei wir gegenüber der Eddingtonschen Schreibweise einen Vorzeichenwechsel eingeführt haben; $d\Theta_s$ soll nach Eddington die Bedeutung

$$d\Theta_s^2 = N\lambda g_{ik}dx^i dx^k \tag{10}$$

haben (λ = kosmologische Konstante, N = Zahl der Protonen im Weltall) und die Gleichung (9) soll eine Verallgemeinerung der linearen Diracschen Gleichungen darstellen, die nach Eddington auch die Neutronenzustände erfaßt. Substitution von $d\omega_s = \frac{d\Theta_s}{\sqrt{10}}$ in Gleichung (9) ergibt

$$\left|\left(iE_s\frac{\partial}{\partial\omega_s}\right)^2 - \frac{136}{\sqrt{10}}\left(iE_s\frac{\partial}{\partial\omega_s}\right) + 1\right|\Psi = 0, \tag{9a}$$

und eine Gleichung dieser Art erhalten wir einfach durch Kombination der Dirac-Operatoren

$$\left(-iE_s\frac{\partial}{\partial s} + \frac{2\pi c}{h}\cdot m_+\right) \text{und} \left(-iE_s\frac{\partial}{\partial s} + \frac{2\pi c}{h}\cdot m_-\right)$$

mit Rücksicht auf Gleichung (6):

$$\left|\left(iE_s\frac{h}{2\pi c\sqrt{m_+\cdot m_-}}\frac{\partial}{\partial s}\right)^2 - \frac{136}{\sqrt{10}}\left(iE_s\frac{h}{2\pi c\sqrt{m_+\cdot m_-}}\frac{\partial}{\partial s}\right) + 1\right|\Psi = 0 \tag{11}$$

welche Gleichung wegen $(iE_s)^2 = 1$ durch Wellenfunktionen vom de Broglie-Typus

$$\Psi \sim \exp\left\{\frac{2\pi m}{h}sc(iE_s)\right\}$$

befriedigt wird $\left(m = \begin{vmatrix} m_+ \\ m_- \end{vmatrix}\right)$.

Durch Einführung der dimensionslosen Größe

$$d\vartheta_s = \frac{2\pi c\sqrt{m_+\cdot m_-}}{h}\cdot ds$$

wird (11) der Gleichung (9a) vollkommen analog, wobei in Übereinstimmung mit Eddington der „kosmologische Charakter" der Gleichung (11) erhalten bleibt, da $\frac{h}{m_+ c}$ bzw. $\frac{h}{m_- c}$ (und damit auch das geometrische Mittel $\frac{h}{c\sqrt{m_+ m_-}}$) als „natürliche adjustierte Längeneinheiten" zur kosmologischen Konstante λ in einer einfachen Beziehung stehen[1]).

1) Sitzungsberichte d. Preuß. Akad. d. Wiss. Berlin, Phys.-Math. Kl. 1935, 3.

Berlin, Meteorologisches Institut der Universität.

(Eingegangen 27. Mai 1935.)

BERICHTE.

Kernchemie.

Von S. Flügge und A. Krebs.

Abkürzungen, die häufig in der Arbeit benutzt werden:

D = Deuton (Diplon)
T = Wasserstoffkern der Masse 3
Nn = Neutron
γ = Lichtquant (γ-Strahl)
1 MV = 10^3 kV = 10^6 eV.

Zur Bezeichnung der verschiedenen Kerne wird an das chemische Symbol oben die Massenzahl (A), unten die Ordnungszahl (Z), bei radioaktiven Kernen gelegentlich noch links oben ein Sternchen angefügt.

Einleitung.

Als es Rutherford 1919 gelang, Atomkerne durch Beschießung mit α-Teilchen in andere umzuwandeln, ergab sich zum ersten Male ein experimenteller Anhaltspunkt dafür, daß die Atomkerne nicht elementare, sondern aus kleineren Einheiten zusammengesetzte Gebilde sind. Die weiteren Untersuchungen haben diese Anschauung nicht nur bestätigt, sondern auch außerordentlich feine Einzelheiten des Kernaufbaus zutage gefördert. Eine zusammenfassende Darstellung der bis 1931 vorliegenden theoretischen und experimentellen Arbeiten gibt das Buch von Gamow (19).

In der Zwischenzeit sind durch die bekannten Zertrümmerungsversuche von Cockcroft und Walton (17), durch die Auffindung des Neutrons [Chadwick (16)] und des Positrons [Anderson (15), Blackett und Occhialini (31), Kunze (71)], durch die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität [Curie und Joliot (117)] und die anschließenden Versuchsreihen von Fermi und Mitarbeitern (133), durch die zahlreichen Untersuchungen über Hyperfeinstrukturen und Kernmomente (Schüler, Kopfermann, Rabi u. a.) und die ganze reiche, sich daran anschließende Literatur so viele Einzelheiten über den Kernaufbau bekanntgeworden, daß eine systematische Überarbeitung und Zusammenfassung des vorliegenden experimentellen Materials wünschenswert erscheint. Wie umfangreich das Material ist, sieht man aus den beiden, im Sommer 1934 abgeschlossenen Berichten von Fleischmann und Bothe (135) und von Kirchner (144), und wie schnell die Arbeiten aufeinanderfolgen, zeigt der Nachtrag im Literaturverzeichnis der ersteren Arbeit. In den acht Monaten, die seitdem verflossen sind, ist die Frequenz des Erscheinens der Arbeiten auf diesem Gebiet eher noch gewachsen und, wie im Oktober 1934 die Conference on Physics in London und Cambridge zeigte, besteht das Bedürfnis nach einem systematischen Überblick über das Gesamtgebiet in weiten Kreisen.

1. Die Gültigkeit von Energie- und Impulssatz.

Bei den Untersuchungen von Bothe (4) tritt 1928 zum ersten Male die Frage nach der Gültigkeit des Energie- und Impulssatzes bei Kernumwandlungen auf. Das Gesetz ist unter Berücksichtigung der Wärmetönung fast immer erfüllt, nämlich stets dann, wenn keine ε^+- oder ε^--Strahlung auftritt.

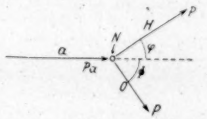


Fig. 1. Stickstoffzertrümmerung (schematisch).

Das Schema eines solchen Prozesses zeigt Fig. 1. Wir wählen als Beispiel das klassische Experiment der Stickstoffzertrümmerung

$$N_7^{14} + \alpha_2^4 \rightarrow O_8^{17} + H_1^1 .$$

Zwischen den Impulsen des einfallenden α-Teilchens (p_α), des Rückstoßkerns O_8^{17} (P in Richtung Φ) und des beobachteten Protons (p in Richtung φ) bestehen unter den Voraussetzungen, daß

1. die Geschwindigkeit des N-Kerns vor dem Stoß sehr klein ist (gaskinetische Geschwindigkeit) und
2. alle auftretenden Geschwindigkeiten noch hinreichend weit von der Lichtgeschwindigkeit entfernt sind, um relativistische Effekte zu vernachlässigen (Größenordnung: 10^9 cm/sec) die Beziehungen:

$$p_\alpha = p\cos\varphi + P\cos\Phi . \tag{1}$$

$$0 = p\sin\varphi - P\sin\Phi . \tag{2}$$

$$\frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} = U + \frac{p^2}{2m} + \frac{P^2}{2M} . \tag{3}$$

Hierin ist U die bei der Reaktion auftretende Wärmetönung. Im allgemeinen werden hierin nur p_α, p und φ beobachtet, dagegen nicht P und Φ, durch deren Elimination man zu der Gleichung kommt:

$$U = E_\alpha - E - \frac{1}{M}\left(m_\alpha E_\alpha + mE - 2\sqrt{m m_\alpha E E_\alpha}\cos\varphi\right), \tag{4}$$

Tabelle I.

Isotopentafel für leichte Kerne

(Lit. 13, 109, 146, 152, 162, 172, 197, 203).

Symbol Z	Symbol A	Masse des Kerns: massenspektroskopisch oder optisch	Masse des Kerns: aus Zertrümmerungsversuchen	Prozeß
0 Nn	1		1,0080 ± 0,0005	$D_1^2 + \gamma_0^0 = H_1^1 + Nn_0^1$
1 H	1	1,00778 ± 0,00005		
D	2	2,01363 ± 0,00007		
T	3		3,0151 + 0,0001	$D_1^2 + D_1^2 = T_1^3 + H_1^1$
2 He	3		3,0146 oder 3,0166	$Li_3^6 + H_1^1 = He_2^4 + He_2^3 + (\gamma?)$
			3,0164 ± 0,0003	$Li_3^6 + H_1^1 = He_2^4 + He_2^3$
	4	4,00216 ± 0,00013		
	5		5,006	$Be_4^9 + D_1^2 = He_2^3 + Li_3^8$
3 Li	6	6,0145 ± 0,0003	6,0143 ± 0,0002	$Li_3^6 + D_1^2 = 2He_2^4$
	7	7,0146 ± 0,0006	7,0147 ± 0,0002	$Li_3^7 + H_1^1 = 2He_2^4$
4 Be	8		8,009 (?) oder 8,0064	$Be_4^9 + H_1^1 = Be_4^8 + D_1^2$?
	9	9,0155 ± 0,0008	9,0110 ± 0,0006	$Be_4^9 + H_1^1 = Li_3^6 + He_2^4$
			9,0104	$Be_4^9 + D_1^2 = Li_3^7 + He_2^4$
5 B	10	10,0135 ± 0,0005		
	11	11,0110 ± 0,0005		
6 C	12	12,0036 ± 0,0003		
	13	13,0039 ± 0,0065	13,0045 ± 0,0002	$B_5^{10} + He_2^4 = C_6^{13} + H_1^1$

worin E_α und E die kinetischen Energien von α-Teilchen und Proton bedeuten.

Die Wärmetönung liegt in der gleichen Größenordnung wie der Packeffekt ($10^6 e$-Volt). Kennt man[1]) die Größen E, E_α und U, so kann man auch die Massen der eingehenden Atomkerne mit der gleichen Genauigkeit wie diese bestimmen. In Tabelle I sind einige auf Grund von Zertrümmerungsprozessen gefundene Kernmassen leichter Kerne zusammengestellt und mit den massenspektroskopischen Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist manchmal ausgezeichnet; manchmal treten auch noch ungeklärte Diskrepanzen auf, z. B. beim Be_4^9, wo der von Bainbridge massenspektroskopisch bestimmte Wert im Widerspruch zu der tatsächlichen Stabilität des Kerns steht (203)[2]).

Aus dem Auftreten verschiedener Reichweiten, d. h. verschiedener Energien der nach dem Stoß ausgesandten Teilchen, kann man auf verschiedene Wärmetönungen schließen. Daraus gewinnt man Anhaltspunkte zur Konstruktion des Termschemas.

In vielen Fällen treten gleichzeitig γ-Strahlen auf. Sie rühren von Prozessen her, bei denen zunächst ein angeregter Kern entsteht, der nachher in den Grundzustand übergeht. Sie sind in der Energie- und Impulsbilanz zu berücksichtigen.

Energie- und Impulssatz scheinen, wie erwähnt, immer dann verletzt zu sein, wenn die Emission einer ε^+- oder ε^--Strahlung auftritt, die stets ein kontinuierliches Spektrum besitzt (β-Kontinuum), während mit dem Energiesatz nur das Auftreten einer scharfen Linie verträglich ist. Zur Erklärung dieser Erscheinung haben Beck (30, 91) und Fermi (134) verschiedene theoretische Vorstellungen entwickelt (vgl. Abschnitt 2a).

2. Grundlegende Vorstellungen.

a) Kernaufbau: Nachdem man durch die Entdeckung der Isotopie wieder auf die Ganzzahligkeit der Atomgewichte gestoßen war, schien es zunächst, als ob die Proutsche Hypothese Wirklichkeit werden sollte. An Elementarteilchen standen damals Protonen und Elektronen zur Verfügung, aus denen man den Kern nach Masse (A) und Ordnungszahl (Z) eindeutig aufbauen konnte.

Die Entdeckung des Neutrons als Kernbaustein zeigte, daß zum mindesten auch Neutronen im Kern vorkommen. Heisenberg (21, 57) gelangte zu folgendem Bilde, das sich in der Folge bewährt hat und verschiedentlich theoretisch gestützt werden kann: der Kern besteht nur aus p Protonen und n Neutronen, d. h. $Z = p$,

[1]) Zur hinreichend genauen Bestimmung von U nach Gleichung (4) genügt die Kenntnis der runden Massenzahlen.

[2]) Anmerkung bei der Korrektur: Diese Diskrepanz hat sich inzwischen aufgeklärt. H. Bethe (Phys. Rev. **47**, 633) bestimmte erneut aus den Energiebilanzen von Zertrümmerungsversuchen die Massendefekte der Kerne von $Z = 1$ bis $Z = 8$. Gleichzeitig zog F. Aston (in Nature) den massenspektroskopischen Wert für das α-Teilchen zurück, der durch einen Fehler der Apparatur vorgetäuscht war. Mit den neuen Werten verschwindet die Diskrepanz in der Masse von Be_4^9.

$A = n + p$. Hierbei ist das Neutron als zusammengesetzt aus einem Proton und Negatron gedacht[1]), wird aber gleichzeitig als Elementarteilchen mit dem Spin $\frac{1}{2}$ eingeführt. Hierin liegt noch ein Widerspruch, wie überhaupt der Sinn aller theoretischen Modelle augenblicklich nur der ist, die Schwierigkeiten von dem Begriff „Kern" auf den einfacheren „Elementarteilchen" zu reduzieren.

Auch die Frage des β-Kontinuums (s. o.) kann von dieser Seite her aufgerollt werden. Fermi (134) hat, einer Idee von Pauli folgend, die Vorstellung entwickelt und theoretisch ausgeführt, daß ein β-Zerfall mit der Umwandlung im Kerninnern

$$Nn_0^1 \rightarrow H_1^1 + \varepsilon_{-1}^0 + \nu_0^0$$

verbunden ist. Das hierbei mit ν bezeichnete hypothetische Teilchen ohne Ladung und von einer Masse von höchstens der Größenordnung der Elektronenmasse, das Neutrino, soll gleichzeitig mit dem Negatron emittiert werden. Die Summe der kinetischen Energien der beiden Teilchen ist dann nach dem Energiesatz konstant, während die Verteilung dieses Energiebetrages auf die beiden Teilchen beliebig ausfallen kann und so Anlaß zu einem β-Kontinuum gibt mit einer wohldefinierten oberen Grenze, die erreicht wird, wenn die gesamte Energie auf das Negatron und nichts auf das Neutrino entfällt. Diese obere Grenze muß daher dem Energiesatz gehorchen, was in der Tat verschiedentlich durch die Beobachtungen bestätigt ist [Sargent (89)]. Dasselbe gilt mutatis mutandis für das ε^+-Kontinuum (102).

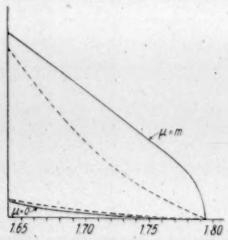


Fig. 2. β-Kontinuum von ThC'' in der Nähe der oberen Grenze. Ausgezogen: theoretische, gestrichelt: experimentelle Kurven. Abszisse: Energie in 10^6 eV (nach Ellis, 128).

Aus der Gestalt des β-Kontinuums in der Nähe der oberen Grenze kann man mit Hilfe der Fermischen Theorie rückwärts auf die Masse des Neutrino schließen. Fig. 2 zeigt für ThC'' das theoretische Verhalten, wenn einmal diese Masse = 0, das andere Mal gleich der des Elektrons gesetzt wird. Die von Ellis beobachtete Kurve (128) zeigt gute Übereinstimmung mit der Kurve für verschwindende Neutrinomasse.

b) Neutronen: Das Neutron wurde beim Beschießen von Be mit Po α-Strahlen entdeckt. Bothe und Becker (9) deuteten 1930 die auftretende Strahlung als γ-Strahlung entsprechend dem Prozeß

$$Be_4^9 + \alpha_2^4 \rightarrow C_6^{13} + \gamma_0^0 .$$

Nähere Untersuchungen überAbsorption [Bothe und Becker (12)], Ionisationswirkung [Chadwick (16)] und Koinzidenzen [Rasetti (25)] sowie vor allem über sekundär aus Paraffin ausgelöste H-Strahlen [Curie und Joliot (18)] führten zu der Deutung, daß außer der von Bothe und Becker entdeckten γ-Strahlung noch ein zweiter Zertrümmerungsprozeß stattfindet, bei dem ein Neutron (Nn) (Masse ungefähr Protonenmasse, keine Ladung) ausgelöst wird:

$$Be_4^9 + \alpha_2^4 \rightarrow C_6^{12} + Nn_0^1 .$$

Der Nachweis der Eigenschaften des Neutrons kann auf folgende Experimente gegründet werden:

1. Die Energie-Impulsbilanz verschiedener Zertrümmerungsvorgänge, bei denen Neutronen auftreten, liefert die Masse des Neutrons. Wirkliche Klarheit, besonders über die Frage, ob das Neutron leichter oder schwerer als das Proton ist, besteht zur Zeit noch nicht (Tabelle II). Der beste Wert scheint der von Chadwick und Goldhaber zu sein [1,0080 ± 0,0005, Fehler wahrscheinlich noch kleiner (109)], der an Hand des Prozesses

$$D_1^2 + \gamma_0^0 \rightarrow H_1^1 + Nn_0^1$$

gewonnen wurde.

2. Auf die Ladungsfreiheit kann am unmittelbarsten aus Ablenkversuchen geschlossen werden. Zu ihren Gunsten spricht auch, daß Neutronenbahnen in der Wilsonkammer nicht zu Nebelspuren führen, d. h. daß Neutronen nur ein verschwindend kleines Ionisationsvermögen besitzen. Auch das enorme Durchdringungsvermögen der Neutronenstrahlen in Materie erklärt sich zwanglos in derselben Weise.

3. Aus der von Rasetti (6) ausgeführten und von Heitler und Herzberg (5) gedeuteten Analyse des Ramanspektrums des N_2-Moleküls geht hervor, daß die N_7^{14}-Kerne der Bosestatistik genügen. Da ein quantenmechanisches System, das aus einer geraden Zahl von Elementarteilchen $\left(\text{Spin } \frac{1}{2}\right)$ besteht, der Bosestatistik genügt, steht

[1]) Oder man setzt das Proton aus Neutron und Positron zusammen. Das Wesentliche ist, daß ein Austausch des ε^- oder ε^+ zwischen Neutron und Proton stattfinden kann.

Tabelle II.

Masse des Neutrons.

m	Bestimmt aus	Beobachter	Literatur
1,0006	$D_1^2 = H_1^1 + Nn_0^1$ (D + versch. Elemente)	Livingston, Henderson, Lawrence 1933	78
1,0000	$D_1^2 = H_1^1 + Nn_0^1$ (aus $D + D$)	Lewis, Livingston, Henderson, Lawrence 1934	163
1,0067	$B_5^{11} + \alpha_2^4 = N_7^{14} + Nn_0^1$	Chadwick 1933	34
1,0042	$Be_4^9 + \alpha_2^4 = C_6^{12} + Nn_0^1$	Meitner und Philipp 1934	169
1,0056	$N_7^{14} + \alpha_2^4 = {}^*F_9^{17} + Nn_0^1$		
1,0062	$Li_3^7 + \alpha_2^4 = 2\,He_2^4 + Nn_0^1$	Langer 1934 (nach Beobachtungen von Rutherford, Kinsey und Oliphant)	155
1,0063	$Li_3^7 + D_1^2 = 2\,He_2^4 + Nn_0^1$	Lauritsen und Crane 1934	162
1,0068			
1,0068 ± 0,0010	Nn-Streuung	Dunning 1934	125
1,0058	$B_5^{11} + \alpha_2^4 = N_7^{14} + Nn_0^1$	Mott-Smith und Bonner 1934	170
1,0098	$B_5^{10} + \alpha_2^4 = {}^*N_7^{13} + Nn_0^1$	Curie und Joliot 1933	120
1,0092	$Al_{13}^{27} + \alpha_2^4 = {}^*P_{15}^{30} + Nn_0^1$	Curie und Joliot 1934	120
1,0058 ± 0,0010	$B_5^{11} + \alpha_2^4 = N_7^{14} + Nn_0^1$	Bonner und Mott-Smith 1934 (aus Daten von Curie und Joliot, anders gedeutet)	107
1,0080 ± 0,0005	$D_1^2 + \gamma_0^0 = H_1^1 + Nn_0^1$	Chadwick und Goldhaber 1934	109

dieser Befund in Übereinstimmung mit dem Heisenbergschen Kernmodell unter der Voraussetzung, daß die Neutronen Elementarteilchen mit dem Spin $\frac{1}{2}$ sind. Über die Größe des magnetischen Moments ist noch nichts Endgültiges bekannt.

c) Positronen: Das Positron wurde 1932 von Anderson bei Untersuchungen über die kosmische Strahlung entdeckt. Etwas später konnte man es auch direkt als Kernbaustein nachweisen, indem man es mit γ-Strahlen aus schweren Kernen herausschoß. Auch bei der künstlichen Radioaktivität tritt eine Positronenstrahlung der radioaktiven Kerne auf (Curie und Joliot).

Unsere Kenntnis der Eigenschaften des Positrons kann auf folgende Experimente gegründet werden:

1. $\frac{e}{m}$-Bestimmung durch Ablenkung im Magnetfeld. Hierbei muß die Geschwindigkeit nach Größe und Vorzeichen bekannt sein. Sie wird ermittelt durch Wilsonaufnahmen der Abbremsung beim Durchgang durch eine oder mehrere Bleischichten.

2. Thibaud (95) führte eine genaue $\frac{e}{m}$-Bestimmung durch, bei der die Bahnen der Positronen durch ein geeignetes Magnetfeld zu Trochoiden aufgewickelt wurden bis zu einer gewissen Höchstgeschwindigkeit. Die Positronen gehen von einer Quelle aus und treffen auf eine Platte auf, auf der sie ein Bild erzeugen. Durch ein elektrisches Feld kann dies Bild hin und her verschoben werden. Durch Kombination beider Methoden miteinander werden $\frac{e}{m}$ und v bestimmt.

3. Das Ionisationsvermögen geladener Teilchen hängt bei sehr großen Energien kaum von ihrer Masse, nur von ihrer Ladung ab. Hieraus findet man (bei Kenntnis der Energie aus der Reichweite) die Größenordung für die Ladung des Positrons. Bei kleineren Geschwindigkeiten hängt die Ionisierung von der Masse ab, deren Größenordnung hieraus abgeschätzt werden kann. Insbesondere findet man hierbei, daß es sich nicht um Protonen handelt.

4. Positronen und Negatronen werden oft gleichzeitig im selben Elementarakt mit gleicher Geschwindigkeit ausgelöst (Zwillingsprozesse, Materialisation) [Kunze (71)]. Die Nebelspuren der beiden Teilchen zeigen hierbei auch durchaus gleiche Stärke. Hierdurch wird die Vermutung nahegelegt, daß Positron und Negatron analoge Gebilde entgegengesetzter Ladung sind.

Das Ergebnis der verschiedenen Methoden kann dahin zusammengefaßt werden, daß $\frac{e}{m}$ für Positronen mindestens auf ± 10 Proz. mit $-\frac{e}{m}$ für Negatronen übereinstimmt.

d) Mechanisches und magnetisches Kernmoment: Atomkerne können ein mechanisches Moment $\left(\text{Spin } i \cdot \frac{h}{2\pi},\ i = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \ldots\right)$ und ein magnetisches Moment $\left(m : \frac{eh}{4\pi Mc},\right.$ M = Masse des Protons, $\left.\frac{eh}{4\pi Mc} = \text{Kernmagneton},\ m = i \cdot g,\ g \text{ heißt Landéscher Kernfaktor}\right)$

Tabelle III.

Kernmomente.

Element Z	A	i	m	Element Z	A	i	m	Element Z	A	i	m
1 *H*	1	$^1/_2$	2,5?	33 *As*	75	$^3/_2$	0.90	55 *Cs*	133	$^7/_2$	2.91
D	2	1	0,75.	34 *Se*	80	0		56 *Ba*	135	$^3/_2$	
2 *He*	4	0		35 *Br*	79	$^3/_2$			136	0	
3 *Li*	6	0			81	$^3/_2$			137	$^3/_2$	
	7	$^3/_2$	3,29	36 *Kr*	83	$^7/_2$	neg.		138	0	
4 *Be*	9	0?		37 *Rb*	85	$^5/_2$	1,49	57 *La*	139	$^7/_2$	
6 *C*	12	0			87	$^3/_2$	3,06	59 *Pr*	141	$^5/_2$	
7 *N*	14	1	0,2	38 *Sr*	86	0		65 *Tb*	159	$^3/_2$	
8 *O*	16	0			88	0		67 *Ho*	165	$^7/_2$	
9 *F*	19	$^1/_2$		39 *Y*	89	?	klein	69 *Tu*	169	$^1/_2$	klein
11 *Na*	23	$^3/_2$	2,14	41 *Nb*	93	$^9/_2$		71 *Cp*		$^5/_2$	
12 *Mg*		0?		42 *Mo*		$^1/_2$	klein	72 *Hf*		$^3/_2$?	
13 *Al*	27	$^1/_2$	1,93	45 *Rh*	103	?	klein	73 *Ta*	181	$^7/_2$	
15 *P*	31	$^1/_2$		47 *Ag*	107	0		75 *Re*	185	$^5/_2$	
16 *S*	32	0			109	0			187	$^5/_2$	
17 *Cl*	35	$^5/_2$		48 *Cd*	110	0		79 *Au*	197	$^3/_2$?	0,23
19 *K*	39	$^3/_2$	0,38		111	$^1/_2$		80 *Hg*	198	0	
20 *Ca*	40	0			112	0			199	$^1/_2$	0,55
21 *Sc*	45	$^7/_2$	3,6		113	$^1/_2$	−0,63		201	$^3/_2$	−0,62
23 *V*	51	$^7/_2$?			114	0		81 *Tl*	203	$^1/_2$	1,5
25 *Mn*	55	$^5/_2$			116	0			205	$^1/_2$	1,5
27 *Co*	59	$^7/_2$	2−3	49 *In*	115	$^9/_2$	5,25	82 *Pb*	206	0	
29 *Cu*	63	$^3/_2$		50 *Sn*	117	$^1/_2$	−1,10		207	$^1/_2$	0,60
	65	$^3/_2$	2,74		119	$^1/_2$	−1,10		208	0	
30 *Zn*	64	0		51 *Sb*	121	$^5/_2$	4,0	83 *Bi*	209	$^9/_2$	3,6
	66	0			123	$^5/_2$	3,2	91 *Pa*	231	$^3/_2$	
	67	$^3/_2$		52 *Te*	ger.	0					
	68	0		53 *J*	127	$^5/_2$					
31 *Ga*	69	$^3/_2$	2,14	54 *X*	129	$^1/_2$	$-1{,}1 \cdot m_{131}$				
	71	$^3/_2$	2,74		131	$^3/_2$	pos.				

besitzen. Für die Messung dieser Momente bestehen im wesentlichen die folgenden Methoden:

1. Optische Methoden: Hyperfeinstruktur der Atomspektren (die Linienzahl gibt das mechanische, der Linienabstand das magnetische Moment) oder Intensitätswechsel in Bandenspektren zweiatomiger Moleküle zwischen Linien mit gerader und ungerader Rotationsquantenzahl $\left(\text{Intensitätsverhältnis } \frac{i+1}{i}\right.$, daher nur für kleine i brauchbar, keine Aussage über das magnetische Moment$\left.\right)$.

2. Stern-Gerlach-Versuch: Es wird eine Präzisionsmessung des magnetischen Moments des ganzen Atoms ausgeführt und der Anteil der Schalenelektronen nachträglich abgezogen. Der Rest gibt das magnetische Moment des Kerns.

3. Rotationswärme zweiatomiger Moleküle (Clusius und Bartholomé): Der Anstieg der Rotationswärme mit der Temperatur hängt vom mechanischen Kernmoment ab, das rückwärts daraus ermittelt werden kann. Das Verfahren ist nur bei H und D (und evtl. bei T) anwendbar, weil der Anstieg der Rotationswärme sonst in das Temperaturgebiet unterhalb der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs fällt. (21° K unter Normalbedingungen.)

Die nach den verschiedenen Methoden bisher gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle III zusammengestellt.

3. Experimentelle Methoden.

a) Geschoßquellen: Die Sonden, mit denen man in die Atomkerne eindringen kann, müssen kinetische Energien besitzen, die vergleichbar sind mit den zu untersuchenden Bindungsenergien der Kernbestandteile. Man kann hierzu natürliche oder künstliche Strahlenquellen benutzen.

1. Natürliche Geschosse stehen in den α- und γ-Strahlen der radioaktiven Elemente zur Verfügung. Die wichtigsten sind:

Strahler	α-Energien in 10^6 eV	γ Energien in 10^6 eV
Ra Em	5,43	—
Ra $(B+C)$	5,45 ÷ 5,28	0,612 ÷ 1,120 ÷ 1,778 ÷ 1,460
Po	5,26	—
Th $(C'+C'')$ ...	8,80	2,649

2. Künstliche Geschosse sind Kanalstrahlen und Neutronen. Kanalstrahlen von H^+ (Protonen), HD^+ (Deutonen) und He^+ (statt α-Teilchen) gelangten bisher bis zu 3 MV zur Verwendung, Neutronen mit Energien bis zu 16 MV erhält man durch Beschuß von *Be* mit α-Strahlen von *ThC'* (50). Mit Hilfe der α-Strahlung von *Po* und *RaEm* lassen sich bei Beschießung von *Be* und *B* [Ausbeute etwa 100 mal so groß wie bei anderen Elementen (67, 68)] sowie bei *F* und *Al* [Resonanzeffekte, d. h. schon bei kleinen Energien große Ausbeute (40)], ergiebige Neutronenquellen herstellen.

Indirekt können Kanalstrahlen auch als Quellen für Neutronen und α-Teilchen dienen (Beschuß von *Be* mit HD^+ bzw. mit H^+).

b) Beobachtungsmethoden: Zur experimentellen Erfassung der Zertrümmerungsprozesse dienen Ionisationskammern mit geeigneten Elektrometeranordnungen, Wilsonkammern, Spitzenzähler und Geiger-Müllersche Zählrohre spezieller Konstruktion, Szintillationsmethoden und u. U. auch unmittelbar die photographische Platte (211). Die Beobachtung geschieht bei geladenen Teilchen auf Grund ihrer ionisierenden Wirkungen, bei den Neutronen, die keine erkennbare Nebelspur hervorrufen, auf Grund der Tatsache, daß sie aus geeigneten Substanzen energiereiche Sekundärstrahlen (Rückstoßkerne) auslösen können (Paraffinschicht). Die Stärke des Ionisierungsvermögens (z. B. Breite und Schärfe der Nebelspur in der Wilsonkammer), Ablenkungsmessungen im Magnetfeld, Absorptionsmessungen in verschieden dicken Absorberschichten (Blei bzw. Paraffin) gestatten Aussagen über Masse, Ladung und Energie des Teilchens zu machen.

Ob man die eine oder andere Methode benutzt, richtet sich ganz nach dem Ziel der in Frage stehenden Untersuchung. Bei Energiebilanzbetrachtungen z. B. gestattet die Wilsonkammeraufnahme, die den Stoßprozeß stereoskopisch zu fixieren erlaubt, weitgehende Aussagen an Hand eines einzelnen Prozesses zu machen; bei Koinzidenzproblemen hingegen, wie sie neuerdings Bothe und v. Baeyer behandelt haben (192), stehen Zählrohre im Vordergrund, wobei Anordnung der Zählrohre, Dicke der Zählrohrfenster und andere Dinge eine bedeutende Rolle spielen.

4. Kernumwandlung.

a) Allgemeine Gesichtspunkte: Schießt man ein positiv geladenes Teilchen gegen einen Atomkern, so muß es zunächst gegen das Coulombfeld anlaufen, das eine um so stärkere bremsende Wirkung auf das Teilchen ausübt, je höher die Ordnungszahl des Kernes ist. Ein Zertrümmerungsprozeß durch positive Geschosse kann daher erst stattfinden, wenn die Energie des Geschosses so groß ist, daß eine hinreichende Wahrscheinlichkeit für die Durchdringung des Gamowberges besteht. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Energie E des Teilchens ist größer als die Höhe V_0 der Schwelle. Dann kann es ohne

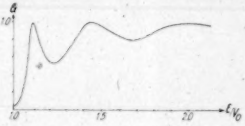


Fig. 3. Durchlässigkeit einer eindimensionalen rechteckigen Potentialschwelle der Breite $b = \sqrt{\frac{9\hbar^2}{8MV_0}}$.

weiteres eindringen, wird aber nur in bestimmten Fällen vom Kern eingefangen. Fig. 3 veranschaulicht dies am Beispiel einer eindimensionalen rechteckigen Potentialschwelle. Aufgetragen ist die Durchlässigkeit G der Schwelle gegen E/V_0 für $E > V_0$. Die Minima der Kurve entsprechen den verwaschenen „Resonanzstellen", bei denen das Teilchen mit erheblicher Wahrscheinlichkeit eine zweite, dahintergestellte gleiche Schwelle nicht mehr durchdringt, d. h. zwischen den Schwellen – also im Kern – bleibt.

2. Die Energie E des Teilchens ist kleiner als die Höhe V_0 der Schwelle. Fig. 4 zeigt für einen kugelsymmetrischen Potentialtopf die Durchlässigkeit G als Funktion von E/V_0. Im allgemeinen tritt Totalreflexion an der Schwelle auf;

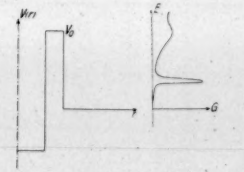


Fig. 4. Resonanzeffekt am kugelsymmetrischen Potentialtopf (nach G. Beck, Handb. d. Radiol., 2. Aufl., **6**, 1, 362).

für bestimmte „Resonanzniveaus", die z. T. sehr verwaschen sein können, besteht eine erhebliche Wahrscheinlichkeit für das Eindringen der Welle in den Kern.

Aus der Beobachtung der Energie E_α des einfallenden α-Teilchens und der des herausgeschleuderten Protons E_H (oder Neutrons) kann man auf die Wärmetönung U des Prozesses schließen. Ein eindeutiges Termschema läßt sich

Tabelle IV. Umwandlungsprozesse.

Beschossen	Geschoß	Prozeß	Bemerkungen über Energie des Geschosses	Literatur
$_1D^2$	D	$D_1^2 + D_1^2 = T_1^3 + H_1^1 + (4{,}0 \pm 0{,}1)$ MV	20 bis 80 KV	140, 73, 110, 196
	D	$D_1^2 + D_1^2 = He_2^3 + Nn_0^1 + (2{,}67 \pm 0{,}10)$ MV	> 20 KV	122, 163, 173, 174,
	H	$D_1^2 + H_1^1 = 2\,H_1^1 + Nn_0^1$	1,5 MV	163 196
	γ	$D_1^2 + \gamma_0^0 = H_1^1 + Nn_0^1$	2,6 MV	109
$_3Li^6$	α	$Li_3^6 + \alpha_2^4 = Be_4^8 + H_1^1 + \gamma_0^0$	—	87
	α	$Li_3^6 + \alpha_2^4 = {}^*B_5^9 + Nn_0^1$	—	168
	D	$Li_3^6 + D_1^2 = 2\,He_2^4 + (22{,}0 \pm 0{,}12)$ MV	—	172, 110, 73
	D	$Li_3^6 + D_1^2 = Li_3^7 + H_1^1 + (4{,}8 \pm 0{,}2)$ MV	—	172, 110, 73
	H	$Li_3^6 + H_1^1 = He_2^4 + He_2^3$	—	172, 196
	Nn	$Li_3^6 + Nn_0^1 = He_2^4 + T_1^3$	klein	193
$_3Li^7$	α	$Li_3^7 + \alpha_2^4 = {}^*B_5^{10} + Nn_0^1 + \gamma_0^0$	Nn: $E_\alpha > 5$ MV γ: $E_\alpha > 2{,}8$ MV	68, 181
	α	$Li_3^7 + \alpha_2^4 = {}^*Be_4^{10} + H_1^1$	—	168
	D	$Li_3^7 + D_1^2 = He_2^4 + He_2^4 + Nn_0^1 + (14{,}9 \pm 0{,}8)$ MV	—	172
	H	$Li_3^7 + H_1^1 = He_2^4 + He_2^4 + (17{,}04 \pm 0{,}06)$ MV	$\geqq$ 10 KV	172, 152, 65, 175, 17,
$_4Be^8$	α	$Be_4^9 + \alpha_2^4 = C_6^{13} + Nn_0^1$?	—	117 84, 60
$_4Be^9$	α	$Be_4^9 + \alpha_2^4 = C_6^{12} + Nn_0^1$	$\geqq$ 600 KV	93, 70, 126, 28, 169,
	α	$Be_4^9 + \alpha_2^4 = C_6^{13} + \gamma_0^0$ $[= He_2^4 + Li_3^7$?$)$	—	9, 36 [107, 30, 69
	D	$Be_4^9 + D_1^2 = He_2^3 + Li_3^6 + 8{,}4$ MV (oder	—	172, 203
	D	$Be_4^9 + D_1^2 = B_5^{10} + Nn_0^1 + 7$ MV	900 KV	172, 191, 37, 103, 112
	H	$Be_4^9 + H_1^1 = Li_3^6 + He_2^4 + 6{,}2$ MV	—	172, 110, 203
	H	$Be_4^9 + H_1^1 = Be_4^8 + D_1^2$?	500 KV	172
$_5B^{10}$	α	$B_5^{10} + \alpha_2^4 = {}^*N_7^{13} + Nn_0^1$	—	117
	α	$B_5^{10} + \alpha_2^4 = C_6^{13} + H_1^1$	—	3, 8, 10, 56, 177, 13
	D	$B_5^{10} + D_1^2 = B_5^{11} + H_1^1 + 8{,}1$ MV	—	110
	D	$B_5^{10} + D_1^2 = {}^*C_6^{11} + Nn_0^1$	3000 KV	113, 143, 194
	D	$B_5^{10} + D_1^2 = 3\,He_2^4 + 19{,}4$ MV	—	110
	Nn	$B_5^{10} + Nn_0^1 = 2\,He_2^4 + T_1^3$	sehr klein	193
$_5B^{11}$	α	$B_5^{11} + \alpha_2^4 = N_7^{14} + Nn_0^1$	—	170, 107
	D	$B_5^{11} + D_1^2 = C_6^{12} + Nn_0^1 + \gamma_0^0$	$\geqq$ 600 KV	160
	D	$B_5^{11} + D_1^2 = 3\,He_2^4 + Nn_0^1$	—	160
	D	$B_5^{11} + D_1^2 = Be_4^8 + He_2^4$	—	77, 110
	H	$B_5^{11} + H_1^1 = 3\,He_2^4 + 11{,}2$ MV	$\geqq$ 60 KV	35, 84, 64
	H	$B_5^{11} + H_1^1 = He_2^4 + Be_4^8 + 8{,}64$ MV	—	146
$_6C^{12}$	α	$C_6^{12} + \alpha_2^4 = {}^*O_8^{15} + Nn_0^1$	Po α	68
	D	$C_6^{12} + D_1^2 = {}^*N_7^{13} + Nn_0^1$	550 KV	186, 159, 194
	D	$C_6^{12} + D_1^2 = C_6^{13} + H_1^1 + \gamma_0^0$	900 KV	159, 158, 194
	D	$C_6^{12} + D_1^2 = B_5^{10} + He_2^4$	$\geqq$ 600 KV	74, 187
	H	$C_6^{12} + H_1^1 = {}^*N_7^{13} + \gamma_0^0$	$\geqq$ 350 KV	111, 143, 194
	Nn	$C_6^{12} + Nn_0^1 = Be_4^8 + He_2^4$	6,9 MV	54
$_6C^{13}$	H	$C_6^{13} + H_1^1 = {}^*N_7^{13} + Nn_0^1$	—	187, 194
$_7N^{14}$	α	$N_7^{14} + \alpha_2^4 = O_8^{17} + H_1^1 - 1{,}3$ MV	4 MV	1, 2, 27, 86, 184
	α	$N_7^{14} + \alpha_2^4 = {}^*F_9^{17} + Nn_0^1 + \gamma_0^0$	—	181, 188
	D	$N_7^{14} + D_1^2 = C_6^{13} + He_2^4$	$\geqq$ 600 KV	73, 79
	D	$N_7^{14} + D_1^2 = {}^*O_8^{15} + Nn_0^1$	3000 KV, 550 KV	143, 164, 194
	D	$N_7^{14} + D_1^2 = {}^*N_7^{15} + H_1^1$	1300 KV	204
	H	$N_7^{14} + H_1^1 = {}^*C_6^{11} + He_2^4$	$\geqq$ 750 KV	84, 79, 143
	Nn	$N_7^{14} + Nn_0^1 = B_5^{11} + He_2^4$	—	48, 50, 52, 72
	Nn	$N_7^{14} + Nn_0^1 = {}^*C_6^{14} + H_1^1$	—	151
$_8O^{16}$	D	$O_8^{16} + D_1^2 = {}^*F_9^{17} + Nn_0^1$?	3000 KV	143
	Nn	$O_8^{16} + Nn_0^1 = {}^*N_7^{16} + H_1^1$?	groß	169
$_9F^{19}$	α	$F_9^{19} + \alpha_2^4 = {}^*Na_{11}^{22} + Nn_0^1$	$\geqq$ 3,7 MV	90, 106, 105, 107
	α	$F_9^{19} + \alpha_2^4 = Ne_{10}^{22} + H_1^1 + 1{,}8$ MV	—	14
	D	$F_9^{19} + D_1^2 = O_8^{17} + He_2^4$	1200 KV	77, 74, 187
	D	$F_9^{19} + D_1^2 = Ne_{10}^{20} + Nn_0^1$	—	139
	H	$F_9^{19} + H_1^1 = O_8^{16} + He_2^4$	$\geqq$ 600 KV	84, 75, 187, 143, 157,
	Nn	$F_9^{19} + Nn_0^1 = {}^*N_7^{16} + He_2^4$	—	116 165, 103
$_{10}Ne^{20}$	Nn	$Ne_{10}^{20} + Nn_0^1 = O_8^{17} + He_2^4$	11,6 MV	54, 52
$_{11}Na^{23}$	α	$Na_{11}^{23} + \alpha_2^4 = Mg_{12}^{26} + H_1^1 + 1{,}0$ MV	—	149, 150
	α	$Na_{11}^{23} + \alpha_2^4 = Al_{13}^{26} + Nn_0^1 + \gamma_0^0$	Nn: $E_\alpha \geqq 4{,}7$ MV γ: $E_\alpha \geqq 3{,}7$ MV	137, 181
	D	$Na_{11}^{23} + D_1^2 = Ne_{10}^{21} + He_2^4$	—	74, 81
	D	$Na_{11}^{23} + D_1^2 = {}^*Na_{11}^{24} + H_1^1$	—	156
	H	$Na_{11}^{23} + H_1^1 = Ne_{10}^{20} + He_2^4$	$\geqq$ 500 bis 1100 KV	84, 79, 143
	Nn	$Na_{11}^{23} + Nn_0^1 = {}^*F_9^{20} + He_2^4$	—	103
	Nn	$Na_{11}^{23} + Nn_0^1 = {}^*Ne_{10}^{22} + H_1^1$	—	103

Tabelle IV. Umwandlungsprozesse. (Fortsetzung.)

Beschossen	Geschoß	Prozeß	Bemerkungen über Energie des Geschosses	Literatur
$_{12}Mg\,24$	α	$Mg^{24}_{12} + \alpha^4_2 = Al^{27}_{13} + H^1_1$	—	32, 147, 33
	α	$Mg^{24}_{12} + \alpha^4_2 = {}^*Si^{27}_{14} + Nn^1_0$	$\cong$ 4,3 bis 4,5 MV	68, 92, 119, 181, 118
	D	$Mg^{24}_{12} + D^2_1 = {}^*Na^{25}_{11} + He^4_2$	$\cong$ 1330 KV	73, 77
	Nn	$Mg^{24}_{12} + Nn^1_0 = {}^*Na^{24}_{11} + H^1_1$	—	133
$_{12}Mg\,25$	α	$Mg^{25}_{12} + \alpha^4_2 = {}^*Al^{28}_{13} + H^1_1$	—	118, 33, 32, 147
$_{12}Mg\,26$	H	$Mg^{26}_{12} + H^1_1 = Na^{23}_{11} + He^4_2$	600 bis 1600 KV	79, 143
	Nn	$Mg^{26}_{12} + Nn^1_0 = {}^*Ne^{23}_{10} + He^4_2$	—	133
$_{13}Al\,27$	α	$Al^{27}_{13} + \alpha^4_2 = Si^{30}_{14} + H^1_1$	$Ra\,C'$, $Th\,C'$ $Po\,\alpha$	55, 47, 94, 141, 142 176, 124, 104, 7, 12, 15
	α	$Al^{27}_{13} + \alpha^4_2 = {}^*P^{30}_{15} + Nn^1_0$	$\cong$ 4,2 MV	39, 100, 129, 29, 182
	D	$Al^{27}_{13} + D^2_1 = Si^{28}_{14} + Nn^1_0$	2,2 MV	206
	D	$Al^{27}_{13} + D^2_1 = Mg^{25}_{12} + He^4_2$	$\cong$ 1100 KV	73, 77
	D	$Al^{27}_{13} + D^2_1 = {}^*Al^{28}_{13} + H^1_1$	—	206
	H	$Al^{27}_{13} + H^1_1 = Mg^{24}_{12} + He^4_2$	$\cong$ 1200 bis 1600 KV	84, 79, 187, 82
	Nn	$Al^{27}_{13} + Nn^1_0 = {}^*Na^{24}_{11} + He^4_2$	—	133, 153,
	Nn	$Al^{27}_{13} + Nn^1_0 = {}^*Mg^{27}_{12} + H^1_1$	$\cong$ 5,9 MV	133, 153, 136, 168, 171, 208
	γ	$Al^{27}_{13} + \gamma^0_0 = {}^*Mg^{27}_{12} + \varepsilon^0_{+1} + \gamma^0_{0\,XE}$	4,7 XE	58, 59, 95, 99
$_{14}Si\,28$	D	$Si^{28}_{14} + D^2_1 = {}^*P^{30}_{15}$	3 MV	143
	Nn	$Si^{28}_{14} + Nn^1_0 = {}^*Al^{28}_{13} + H^1_1 + \gamma^0_0$	$\cong$5, 9 MV	136, 168, 121, 208, 133
$_{14}Si\,29$	D	$Si^{29}_{14} + D^2_1 = Al^{27}_{13} + He^4_2$	—	74
$_{15}P\,31$	α	$P^{31}_{15} + \alpha^4_2 = {}^*Cl^{34}_{17} + Nn^1_0$	—	137
	α	$P^{31}_{15} + \alpha^4_2 = S^{34}_{16} + H^1_1$	—	177
	Nn	$P^{31}_{15} + Nn^1_0 = {}^*Si^{31}_{14} + H^1_1$	—	133, 121, 103; 154, 168
	Nn	$P^{31}_{15} + Nn^1_0 = {}^*Al^{28}_{13} + He^4_2$	—	133, 121, 103, 154,
$_{16}S\,32$	Nn	$S^{32}_{16} + Nn^1_0 = {}^*P^{32}_{15} + H^1_1$	—	133, 101 [168
$_{16}S\,33$	α	$S^{33}_{16} + \alpha^4_2 = Ar^{36}_{18} + Nn^1_0$?	—	68
$_{17}Cl\,35$	Nn	$Cl^{35}_{17} + Nn^1_0 = {}^*P^{32}_{15} + He^4_2$	—	133, 101
$_{19}K\,41$	α	$K^{41}_{19} + \alpha^4_2 = {}^*Sc^{44}_{21} + Nn^1_0$	$\cong$ 5,8 MV	189
$_{20}Ca\,44$	D	$Ca^{44}_{20} + D^2_1 = {}^*K^{42}_{19} + He^4_2$?	—	74
$_{21}Sc\,45$	Nn	$Sc^{45}_{21} + Nn^1_0 = {}^*K^{42}_{19} + He^4_2$	—	201
$_{23}V\,51$	Nn	$V^{51}_{23} + Nn^1_0 = {}^*V^{52}_{23}$	—	133
$_{24}Cr\,52$	Nn	$Cr^{52}_{24} + Nn^1_0 = {}^*V^{52}_{23} + H^1_1$	—	133
$_{25}Mn\,55$	Nn	$Mn^{55}_{25} + Nn^1_0 = {}^*V^{52}_{23} + He^4_2$	—	133
	Nn	$Mn^{55}_{25} + Nn^1_0 = {}^*Mn^{56}_{25}$	—	133
$_{26}Fe\,56$	Nn	$Fe^{56}_{26} + Nn^1_0 = {}^*Mn^{56}_{25} + H^1_1 + \gamma^0_0$	—	133, 136
	γ	$Fe^{56}_{26} + \gamma^0_0 = Fe^{56}_{26} + \gamma^0_{24\,XE}$	4,7 XE	58, 59
$_{27}Co\,59$	Nn	$Co^{59}_{27} + Nn^1_0 = {}^*Mn^{56}_{25} + He^4_2$	—	133
$_{29}Cu$	D	$Cu^{63}_{29} + D^2_1 = {}^*Ni^{63}_{28} + He^4_2$?	—	74
	Nn	$Cu_{29} + Nn^1_0 = {}^*Cu_{29}$	—	133, 168, 165
	γ	$Cu_{29} + \gamma^0_0 \rightarrow \gamma^0_0$	4,7 XE	58
	γ	$Cu_{29} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1}$	$Ra\,C\,\gamma$	95
$_{30}Zn$	α	$Zn^{66}_{30} + \alpha^4_2 = {}^*Ge^{69}_{32} + Nn^1_0$	$Po\,\alpha$	68, 83, 168
	Nn	$Zn_{30} + Nn^1_0 = {}^*Cu_{29} + H^1_1$	—	133, 168
$_{33}As\,75$	Nn	$As^{75}_{33} + Nn^1_0 = {}^*As^{75}_{33}$	—	133
$_{35}Br\,79$	Nn	$Br^{79}_{35} + Nn^1_0 = {}^*Br^{80}_{35}$	—	133
$_{35}Br\,81$	Nn	$Br^{81}_{35} + Nn^1_0 = {}^*Br^{82}_{35}$	—	133
$_{47}Ag$	D	$Ag_{47} + D^2_1 = Cd_{48} + Nn^1_0$?	—	185, 187, 186
	Nn	$Ag^{107}_{47} + Nn^1_0 = {}^*Ag^{108}_{47}$	$Po\,\alpha + Be$	202
	Nn	$Ag^{109}_{47} + Nn^1_0 = {}^*Ag^{110}_{47}$	$Po\,\alpha + Be$	202
	γ	$Ag_{47} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1}$	$Ra\,C\,\gamma$	95
$_{53}J\,127$	Nn	$J^{127}_{53} + Nn^1_0 = {}^*J^{128}_{53}$	—	133
$_{77}Ir$	Nn	$Ir_{77} + Nn^1_0 = {}^*Ir_{77}$	—	133
$_{78}Pt$	D	$Pt_{78} + D^2_1 = {}^*Ir_{77} + He^4_2$	—	74, 164
$_{79}Au$	D	$Au_{79} + D^2_1 = Pt_{78} + He^4_2$?	—	74
	Nn	$Au_{79} + Nn^1_0 = {}^*Au_{79}$	—	133
$_{82}Pb$	γ	$Pb_{82} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1}$	$Ra\,C\,\gamma$	99, 95, 46
	γ	$Pb_{82} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1} + \varepsilon^0_{-1}$	$Th\,B + C$	108
	γ	$Pb_{82} + \gamma^0_0 \rightarrow \gamma^0_0$	$Th\,C''$ 4,7 XE	58
	$Nn,\ \gamma$	$Pb_{82} + \gamma^0_0 + Nn^1_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1} + \varepsilon^0_{-1}$	—	108
$_{83}Bi$	γ	$Bi_{83} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1}$	$Ra\,C\,\gamma$	95
$_{92}U\,238$	Nn	$U^{238}_{92} + Nn^1_0 = Eka\text{-}Re^{239}_{93} + \varepsilon^0_{-1}$	—	133, 199, 132
	γ	$U^{238}_{92} + \gamma^0_0 \rightarrow \varepsilon^0_{+1}$	$Ra\,C\,\gamma$	95

hieraus nicht konstruieren. Befindet sich das Proton vor der Emission auf dem in Fig. 5 gezeichneten H-Niveau und springt das eingefangene α-Teilchen auf das gezeichnete α-Niveau

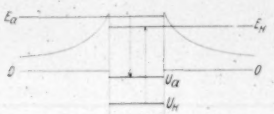


Fig. 5. Termschema.

herunter, so ist $\Delta E = U_\alpha - U_H$ der Abstand der beiden Niveaus. Er kann wegen

$$U = (U_H - E_H) - (U_\alpha - E_\alpha) = \Delta E - E_H + E_\alpha$$

also aus den Messungen erschlossen werden, dagegen bleibt die absolute Lage der Terme unbekannt[1]). Zur Konstruktion des konventionellen Termschemas wird vorausgesetzt, daß nur ein Protonenniveau (bzw. Neutronenniveau) im Kerninnern besteht und im Falle mehrerer verschiedener H-Reichweiten (bzw. Nn-Reichweiten) das α-Teilchen in verschiedene Niveaus eingefangen wird (angeregte Kernzustände).

Fällt das eingefangene α-Teilchen nachträglich von einem höheren Niveau in den Grundzustand, so ist der Prozeß von γ-Strahlung begleitet. Genauere Untersuchungen des γ-Spektrums sind bisher noch nicht in befriedigender Weise durchgeführt.

Die Abbremsung des Geschosses im Coulombfeld, die das Eindringen in schwere Kerne verhindert, wird vermieden, wenn man als Geschosse Neutronen benutzt. In der Tat gelingt hier die Zertrümmerung bis hinauf zum Uran (Fermi). Ob man die Wechselwirkung zwischen Neutron und Kern durch ein skalares Potentialfeld beschreiben darf, und wenn ja, wie dieses Feld aussieht, darüber läßt sich noch nichts Endgültiges aussagen. Verschiedene Autoren (130, 131, 193) haben kürzlich gezeigt, daß man bei einigen leichten Elementen (*Li*, *B* u. a.) und bei *Hg* (198), bei denen schnelle Neutronen keine Umwandlung hervorrufen, mit langsamen Neutronen zum Erfolg gelangt, und zwar sind die Wirkungsradien der Kerne diesen Neutronen gegenüber von der Größenordnung der Comptonwellenlänge. Es scheint, als ob die Neutronen also schon in einer Umgebung dieser Größenordnung eine schwache Anziehung durch den Kern erfahren.

1) Die Formeln gelten streng nur für unendlich schwere Kerne; sonst ist die Energie der Rückstoßpartikel mit in Rechnung zu setzen. Wir sehen von dieser Komplikation ab, da sie unsere Überlegung nicht wesentlich beeinflußt.

b) Einzelne Prozesse: Die bisher mit einiger Sicherheit gedeuteten Prozesse sind mit Literaturangaben in Tabelle IV zusammengestellt. Soweit möglich, sind in der dritten Spalte auch Wärmetönungen und evtl. auftretende γ-Strahlen vermerkt. Die Bemerkungen über die Energie des Geschosses in Spalte 4 sollen einen ungefähren Anhalt dafür geben, in welchem Energiegebiet man einen Effekt zu erwarten hat.

Die Ausbeute liegt bei allen Zertrümmerungsprozessen in der Größenordnung von 1 Prozeß auf 10^8 Geschosse und sinkt bei kleinen Energien (unter 10^5 eV) schnell ab. Soweit keine Resonanzerscheinungen auftreten, erhält man eine glatte Kurve, wie sie Fig. 6 für das Beispiel $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow 2\,He_2^4$ zeigt. Eine abnorm große Ausbeute erhält man bei Beschießung von D mit D von 10^6 eV (Größenordnung: einige 10^{-4}).

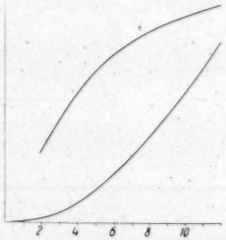


Fig. 6. Ausbeute bei Beschuß von Lithium mit Protonen. Abszissen: Protonenenergien in 10^5 eV. Untere Kurve: Zahl der an dicken Li-Schichten ausgelösten α-Teilchen in willkürlichen Einheiten. Obere Kurve: Ausbeute je Stoß.

5. Künstliche Radioaktivität.

a) Allgemeines: Bei Zertrümmerungsversuchen von Al_{13}^{27} mit *Po* α-Teilchen beobachteten Curie und Joliot (117) nach Entfernung der Geschoßquelle eine weitere Korpuskelemission durch mehrere Minuten hindurch. Es handelte sich hierbei um den Zertrümmerungsvorgang

$$Al_{13}^{27} + \alpha_2^4 \rightarrow {}^*P_{15}^{30} + Nn_0^1,$$

wobei der entstehende P-Kern radioaktiv ist (durch ein Sternchen gekennzeichnet) und nach dem Schema zerfällt:

$${}^*P_{15}^{30} \rightarrow Si_{14}^{30} + \varepsilon_{+1}^0.$$

Die Halbwertszeit wurde zu etwa $3^1/_2$ Minuten bestimmt. Daß es sich hierbei tatsächlich um Phosphor handelt, konnte auch direkt chemisch nachgewiesen werden durch Auflösen des aktivierten *Al* in *HCl*. Der aufsteigende Wasserstoff nahm die Aktivität mit (PH_3), während die Lösung ($AlCl_3$) inaktiv zurückblieb.

Tabelle V.

Erklärungen. In Spalte 7 bedeuten: W = Wilsonaufnahme, C = Chemisch nachgewiesen. +: Für die mittlere β-Energie gibt Frisch (137) 1,8. Die obere Grenze verschieden angegeben: Alichanow 2, später 3,05 (98,100), Curie-Joliot 3 (118), Nishina 4 (171), Meitner 2—2,4 (166).

Symbol Z	A	Emittiert	Folgeprodukt Z	A	T	β-Energie in 10^6 eV Mittel	Obere Grenze	Nachweis	Erhalten aus	Literatur
4 *Be*	10	ε^-	5 *B*	10	?			W	$Li_3^7 + \alpha_2^4 = Be_4^{10} + H_1^1$	168
5 *B*	9	ε^+	4 *Be*	9	einige Minuten			W	$Li_3^6 + \alpha_2^4 = B_5^9 + Nn_0^1$	168
6 *C*	11	ε^+	5 *B*	11	20^m				$B_5^{10} + D_1^2 = C_6^{11} + Nn_0^1$	113, 194
6 *C*	11	ε^+, γ			2^m ?					143
6 *C*	14	ε^-	7 *N*	14	?			W	$N_7^{14} + Nn_0^1 = C_6^{14} + H_1^1$?	151
7 *N*	13	ε^+	6 *C*	13	~ 14^m		1,5	C	$B_5^{10} + \alpha_2^4 = N_7^{13} + Nn_0^1$	117, 119, 118
7 *N*	13						1,45			102
7 *N*	13					disk.	1,3			98, 100
7 *N*	13	ε^+, γ?	6 *C*	13	10,3^m		0,7		$C_6^{12} + D_1^2 = N_7^{13} + Nn_0^1$	159, 113
7 *N*	13	ε^+, γ	6 *C*	13	12^m				$C_6^{12} + D_1^2 = N_7^{13} + Nn_0^1$	143
7 *N*	13	ε^+, γ?	6 *C*	13	10,5$^m \pm$ 0,5^m			W	$C_6^{12} + H_1^1 = N_7^{13}$	111
7 *N*	16	ε^-, γ	8 *O*	16	9^s				$F_9^{19} + Nn_0^1 = N_7^{16} + \alpha_2^4$	133, 103, 165
8 *O*	15	ε^+	7 *N*	15	2^m				$N_7^{14} + D_1^2 = O_8^{15} + Nn_0^1$	143, 164, 151
9 *F*	17	ε^+	8 *O*	17	1,2^m				$N_7^{14} + \alpha_2^4 = F_9^{17} + Nn_0^1$	188
9 *F*	20	ε^-	10 *Ne*	20	10^h				$Na_{11}^{23} + Nn_0^1 = F_9^{20} + \alpha_2^4$	103
10 *Ne*	23	ε^-	11 *Na*	23	40^s				$Na_{11}^{23} + Nn_0^1 = Ne_{10}^{23} + H_1^1$	133
10 *Ne*	23	ε^-	11 *Na*	23	40^s	0,5			$Mg_{12}^{26} + Nn_0^1 = Ne_{10}^{23} + \alpha_2^4$	133
10 *Ne*	23	ε^-	11 *Na*	23	40^s				$F_9^{19} + \alpha_2^4 = Ne_{10}^{23} + \varepsilon_{-1}^0$	103?
11 *Na*	22	ε^+	10 *Ne*	22	9^m ?			W	$F_9^{19} + \alpha_2^4 = Na_{11}^{22} + Nn_0^1$	168, 143
11 *Na*	24	ε^-, γ	12 *Mg*	24	15^h	0,5		C	$Mg_{12}^{24} + Nn_0^1 = Na_{11}^{24} + H_1^1$	133
11 *Na*	24	ε^-, γ	12 *Mg*	24	15^h	0,5		C	$Al_{13}^{27} + Nn_0^1 = Na_{11}^{24} + \alpha_2^4$	133
11 *Na*	24	ε^-, γ	12 *Mg*	24	15$^h \pm$ 0,5^h				$Na_{11}^{23} + D_1^2 = Na_{11}^{24} + H_1^1$	156
12 *Mg*	27	ε^-, γ	13 *Al*	27	12^m/10^m	0,6			$Al_{13}^{27} + Nn_0^1 = Mg_{12}^{27} + H_1^1$	133, 168
12 *Mg*	27	ε^-, γ	13 *Al*	27					$Al_{13}^{27} + \gamma_0^0 = Mg_{12}^{27} + \varepsilon_{+1}^0$	58, 59, 95, 99
13 *Al*	26	ε^+, γ?	12 *Mg*	26	7$^s \pm$ 1^s				$Na_{11}^{23} + \alpha_2^4 = Al_{13}^{26} + Nn_0^1$	137, 181
13 *Al*	28	ε^-	14 *Si*	28	2—3^m		2,0		$Mg_{12}^{25} + \alpha_2^4 = Al_{13}^{28} + H_1^1$	121, 97
13 *Al*	28	ε^-, γ	14 *Si*	28	2—3^m	1,3		C	$Si_{14}^{28} + Nn_0^1 = Al_{13}^{28} + H_1^1$	133, 121
13 *Al*	28	ε^-	14 *Si*	28	2—3^m		2,3		$P_{15}^{31} + Nn_0^1 = Al_{13}^{28} + \alpha_2^4$	121, 133, 154
13 *Al*	28	ε^-	14 *Si*	28	2^m 33^s				$Al_{13}^{27} + D_1^2 = Al_{13}^{28} + H_1^1$	156
14 *Si*	27	ε^+	13 *Al*	27	2,5^m			C	$Mg_{12}^{24} + \alpha_2^4 = Si_{14}^{27} + Nn_0^1$	181, 118
14 *Si*	31	ε^-	15 *P*	31	3^h	0,7		C	$P_{15}^{31} + Nn_0^1 = Si_{14}^{31} + H_1^1$	133, 168, 121, 154
15 *P*	30	ε^+	14 *Si*	30	2,3^m, 3,5^m	+	+	C	$Al_{13}^{27} + \alpha_2^4 = P_{15}^{30} + Nn_0^1$	117, 119, 118
15 *P*	32	ε^-	16 *S*	32	13^d	0,8		C	$S_{16}^{32} + Nn_0^1 = P_{15}^{32} + H_1^1$	133, 101
15 *P*	32	ε^-	16 *S*	32	13^d	0,8		C	$Cl_{17}^{35} + Nn_0^1 = P_{15}^{32} + \alpha_2^4$	133, 101
17 *Cl*	34	ε^+	16 *S*	34	40 $\pm$ 5^m	1,8		C	$P_{15}^{31} + \alpha_2^4 = Cl_{17}^{34} + Nn_0^1$	137
17 *Cl*	36	ε^-	18 *A*	36	50^m		2,05		$Cl_{17}^{35} + Nn_0^1 = Cl_{17}^{36}$	190
23 *V*	52	ε^-, γ	24 *Cr*	52	4^m			C	$Cr_{24}^{52} + Nn_0^1 = V_{23}^{52} + H_1^1$	133
23 *V*	52	ε^-	24 *Cr*	52	4^m	1,3		C	$Mn_{25}^{55} + Nn_0^1 = V_{23}^{52} + \alpha_2^4$	133
23 *V*	52	ε^-	24 *Cr*	52	4^m	1,3			$V_{23}^{51} + Nn_0^1 = V_{23}^{52}$	133
25 *Mn*	56	ε^-, γ	26 *Fe*	56	2,5^h	1,3			$Fe_{26}^{56} + Nn_0^1 = Mn_{25}^{56} + H_1^1$	133, 136
25 *Mn*	56	ε^-	26 *Fe*	56	2,5^h			C	$Co_{27}^{59} + Nn_0^1 = Mn_{25}^{56} + \alpha_2^4$	133
25 *Mn*	56	ε^-	26 *Fe*	56	2,5^h	1,3		C	$Mn_{25}^{55} + Nn_0^1 = Mn_{25}^{56}$	133
29 *Cu*	66?	ε^-, γ	30 *Zn*	66?	7 $\pm$ 1^m, 6^m				$Cu_{29} + Nn_0^1 = Cu_{29}$	133, 168, 165
29 *Cu*	66?	ε^-	30 *Zn*	66?	6^m			C	$Zn_{30} + Nn_0^1 = Cu_{29} + H_1^1$	133
33 *As*	76	ε^-, γ	34 *Se*	76	1^d			C?	$As_{33}^{75} + Nn_0^1 = As_{33}^{76}$	133
35 *Br*	80	ε^-	36 *Kr*	80	30^m, 6^h	~ 0,5	2,1	C	$Br_{35}^{79} + Nn_0^1 = Br_{35}^{80}$	133, 190
35 *Br*	82	ε^-	36 *Kr*	82		< 0,3	2,1	C	$Br_{35}^{81} + Nn_0^1 = Br_{35}^{82}$	133, 190
47 *Ag*	108	ε^-	48 *Cd*	108	20^s, 2^m		> 10		$Ag_{47}^{107} + Nn_0^1 = Ag_{47}^{108}$	133, 202
47 *Ag*	110	ε^-	48 *Cd*	110			> 10		$Ag_{47}^{109} + Nn_0^1 = Ag_{47}^{110}$	133, 202
53 *J*	128	ε^-	54 *X*	128	30^m	~ 0,5	2,1	C	$J_{53}^{127} + Nn_0^1 = J_{53}^{128}$	133, 190
77 *Ir*		ε^+	76 *Os*		126$^s \pm$ 5^s				$Pt_{78} + D_1^2 = Ir_{77} + He_2^4$	74, 164
77 *Ir*		ε^-, γ	78 *Pt*		20^h	1,1		C	$Ir_{77} + Nn_0^1 = Ir_{77}$	133
79 *Au*		ε^-	80 *Hg*		2^d—2,5^d	0,3		C	$Au_{79} + Nn_0^1 = Au_{79}$	133, 209

Ähnliche Untersuchungen wurden von Curie und Joliot u. a. noch an mehreren leichten Elementen mit Erfolg durchgeführt. Die künstliche Aktivierung schwerer Elemente gelang in dem Augenblick, als man dazu überging, die Kerne mit Neutronen zu beschießen (Fermi und Mitarbeiter). Hierbei zeigte sich, daß von 63 Kernen weit über die Hälfte aktiv wurden. Die Deutung der hierbei auftretenden Prozesse ist, besonders bei den schweren Elementen, in sehr vielen Fällen noch nicht durchzuführen. In Tabelle V sind die aktiven Elemente zusammengestellt, deren Herstellung nach der einen oder anderen Methode bisher leidlich sicher nachgewiesen ist.

b) Diskussion: Die Deutung der Prozesse und damit die Frage, welcher radioaktive Körper entsteht, macht in den folgenden Fällen Schwierigkeiten:

1. Leichte Elemente mit D beschossen: Lawrence und Mitarbeiter (143) haben bei Deutonenbeschuß sehr vieler Elemente künstliche Radioaktivität beobachtet. Hiervon können vielleicht einige Prozesse in der nachstehenden Weise gedeutet werden:

$$Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow {}^*Be_4^7 + Nn_0^1 \qquad {}^*Be_4^7 \rightarrow Li_3^7 + \varepsilon_{-1}^0 \quad (T \approx 2\,\text{min}),$$
$$O_8^{16} + D_1^2 \rightarrow {}^*F_9^{17} + Nn_0^1 \qquad {}^*F_9^{17} \rightarrow O_8^{17} + \varepsilon_{-1}^0 \quad (T \approx 2\,\text{min}),$$
$$Mg_{12}^{24} + D_1^2 \rightarrow {}^*Na_{11}^{22} + \alpha_2^4 \qquad {}^*Na_{11}^{22} \rightarrow Ne_{10}^{22} + \varepsilon_{-1}^0 \quad (T \approx 9\,\text{min, in Tab. V eingesetzt}).$$
$$Si_{14}^{28} + D_1^2 \rightarrow {}^*Al_{13}^{26} + \alpha_2^4 \quad \text{oder} \quad Si_{14}^{29} + D_1^2 \rightarrow {}^*P_{15}^{30} + Nn_0^1 \quad (T = ?)$$

Die Halbwertszeiten T sind hierbei nur als rohe Schätzungen anzusehen. Die vorstehenden Deutungen wurden so gewonnen: Es wurde festgestellt, welcher Kern entstünde, wenn beim Zusammenstoß wieder zwei Teilchen fortfliegen, deren eines ein Proton, Neutron, α-Teilchen, Lichtquant, Negatron oder Positron ist. Es wurden dann ausgeschieden

1. alle stabilen Kerne z. B. Al_{13}^{27},
2. Kerne, die zur Negatronenemission neigen (Positronen beobachtet!),
3. Kerne, deren Halbwertszeit T bekannt ist und in Widerspruch zu der angegebenen steht.

Unter den wenigen Möglichkeiten wurde sodann die (bei weitem) wahrscheinlichste ausgesucht.

Nicht gedeutet werden konnten in dieser Weise:

$$B_5 + D_1^2 : T \approx 2\,\text{min}, \qquad F_9^{19} + D_1^2 : T \approx 40\,\text{sec},$$
$$Na_{11}^{23} + D_1^2 : T \approx 2\,\text{min}, \qquad Al_{13}^{27} + D_1^2 : T \approx 3\,\text{min},$$
$$Cl_{17} + D_1^2 : T \approx 13\,\text{min}, \qquad Be_4 + D_1^2 : T \approx 9\,\text{min},$$

die sämtlich Radioaktivität zeigen und unter Positronenemission zerfallen. Vielleicht ist eine Deutung der hier aufgeführten Prozesse im Sinne des kürzlich von Kurie (204) gefundenen Effekts möglich. Er beschoß Stickstoff mit Deutonen und beobachtete den Vorgang

$$N_7^{14} + D_1^2 \rightarrow {}^*N_7^{15} + H_1^1,$$

wobei der entsprechende ${}^*N_7^{15}$-Kern im Gegensatz zu seinem sonstigen bekannten stabilen Verhalten sofort weiter zerfiel.

2. Schwere Elemente, mit Neutronen beschossen (Fermi u. a.). Hierbei stehen im Gegensatz zu oben nicht zu wenig, sondern zu viel Möglichkeiten der Deutung zur Verfügung. Es handelt sich (133, 206) um die folgenden Elemente:

$Ti_{22}(3^m)$, $Ga_{31}(30^m)$, $Se_{34}(35^m)$, $Rb_{37}(20^m)$, $Mo_{42}(15^m, 25^m, 36^h)$, $Rh_{45}(50^s, 5^m)$, $Pd_{46}(6^h?, 14^h)$, $Ag_{47}(20^s, 2^m)$, $Cd_{48}(70^m)$, $Te_{52}(30^m)$, $Ba_{56}(3^m)$, $Pr_{59}^{141}(5^m)$, $Nd_{60}(1^h)$, $Sm_{62}(40^m)$, $Ta_{73}(?)$, $W_{74}(23^h)$, $Pt_{78}(36^m)$, $Th_{90}^{232}(1^m, 15^m)$, $U_{92}^{238}(15^s, 40^s, 13^m, 90\text{ bis }100^m)$.

In allen Fällen werden Negatronen emittiert; die Halbwertszeiten sind in Klammern beigefügt.

3. Uran: Besondere Beachtung verdient die Umwandlung von U_{92}^{238} mit Nn_0^1. Von den vier entstehenden β-aktiven Kernen wurden bisher die beiden mit 13^m und 90^m chemisch untersucht. Für beide scheint jetzt endgültig festzustehen, daß sie mit keinem Element zwischen Hg_{80} und U_{92} einschließlich übereinstimmen können. Vielmehr hat man zwei Kerne vor sich, die Ordnungszahlen $Z > 92$ zu besitzen scheinen. Der 13^m-Kern dürfte mit Ekarhenium ($Z = 93$) identisch sein, der 90^m-Kern ist entweder ein Isotop hierzu (ältere Deutung von Fermi, Sept. 1934) oder entsteht durch den β-Zerfall des 13^m-Kerns und hat $Z = 94$ [neuere Deutung von Hahn und Meitner, Jan. 1935 (199)]. Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

c) Systematik künstlich radioaktiver Kerne: Das in Tabelle V zusammengestellte Material erscheint uns hinreichend umfangreich, um eine Systematik künstlich radioaktiver Kerne zu versuchen. Hierbei ist eine einigermaßen erschöpfende Behandlung nur bei den Ordnungszahlen $Z \leqq 17$ möglich, schon allein

deshalb, weil bei den schweren Kernen die Möglichkeit der Aktivierung nur durch Neutronenbeschuß besteht. In Fig. 7 sind die bisher bekannten oder mit großer Wahrscheinlichkeit zu vermutenden Elemente zusammengestellt. Als Abszisse ist die Anzahl der im Kern vorhandenen Teilchen ($A = n + p$) im Sinne der Heisenbergschen Theorie, als Ordinaten der Überschuß an

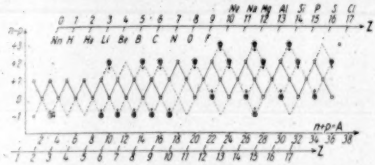


Fig. 7. Systematik leichter Atomkerne.

Neutronen über die Protonen ($n - p$) aufgetragen. Besteht der Kern nur aus α-Teilchen, so wird $n - p = 0$.

In der Figur bedeuten einfache Kreise stabile, Doppelkreise künstlich radioaktive Kerne. Der Zerfall der aktiven Kerne erfolgt stets so, daß sie in einen senkrecht darüber oder darunterliegenden übergehen, und zwar in der Richtung der Pfeilspitzen. Wie man sieht, erhält man für die „zu leichten" Kerne $n - p = -1$ oder $= 0$ Positronenemission, für die „zu schweren" $n - p = 2$ oder $= 3$ Negatronenemission. Zu jeder Ordnungszahl scheint ein „zu leichtes" und ein „zu schweres" aktives Isotop zu gehören, z. B. bei *C, N, Na, Al, Si, P*. Es erscheint uns deshalb zweckmäßig, bei der Namengebung nicht schlechthin von „Radioelementen" zu sprechen, sondern etwa Sub- und Superelemente zu unterscheiden (z. B. Sub-Aluminium, Super-Aluminium).

Die ausgezogenen Striche, welche die stabilen Kerne verbinden, entsprechen der von Gapon diskutierten Regel: Bei den Elementen von *Li* bis *N* einschließlich existieren immer zwei stabile Isotope mit $p - n = 0$ und $= 1$, während dann abwechselnd ein ($p - n = 1$) und drei ($p - n = 0, 1, 2$) Isotope auftreten. Sieht man von der Stabilität ab, faßt also alle Kerne mit von Null verschiedener Lebensdauer ins Auge, so kann man folgende Regel aufstellen:

1. Im Gebiete der Atomgewichte $1 \leqq A \leqq 8$ existieren alle Elemente mit $p - n = -1, 0, +1$.
2. Im Gebiete $9 \leqq A \leqq 20$ existieren alle Elemente mit $p - n = -1, 0, +1, +2$.
3. Im Gebiete $21 \leqq A \leqq 34$ existieren alle innerhalb der eingezeichneten Begrenzung gelegenen Kerne.

Nach diesen Regeln wäre die Existenz folgender radioaktiver Isotope zu erwarten:

ε^- — aktiv (Superelemente):

$$B_5^{12},\ O_8^{19},\ S_{16}^{35}.$$

ε^+ — aktiv (Subelemente):

$$Li_3^5,\ Be_4^7,\ Ne_{10}^{19},\ Mg_{12}^{23},\ S_{16}^{31}.$$

Auffällig ist die Lücke beim *F*, die mit der Sprungstelle der Gaponregel zusammenfällt; vielleicht hat man hier die Existenz eines stabilen, aber sehr seltenen F_9^{18} zu fordern.

Auf die mögliche Erzeugung von $^*B_5^{12}$ scheint die Arbeit von Cockcroft, Gilbert und Walton (194) hinzudeuten. Hier wird berichtet, daß bei Beschuß von Bor mit Deutonen Positronen und Negatronen emittiert werden (a. a. O., Fußnote auf S. 236) und daß zwei um einige Minuten auseinanderliegende Halbwertszeiten auftreten. Man hätte dann außer dem in Tabelle V angegebenen Prozeß

$$B_5^{10} + D_1^2 \rightarrow {}^*C_6^{11} + Nn_0^1, \qquad {}^*C_6^{11} \rightarrow B_5^{11} + \varepsilon_{+1}^0$$

vielleicht noch zu fordern

$$B_5^{11} + D_1^2 \rightarrow {}^*B_5^{12} + H_1^1, \qquad {}^*B_5^{12} \rightarrow C_6^{12} + \varepsilon_{-1}^0.$$

Vielleicht läßt sich in ähnlicher Weise die Diskrepanz in der Halbwertszeit von $^*N_7^{13}$ mit Hilfe von $^*C_6^{14}$ deuten(?).

Zu einer Systematik der schweren aktiven Kerne scheint der Zeitpunkt noch verfrüht; bisher sind in diesem Gebiet nur Superelemente bekanntgeworden (Negatronenemission).

Literaturverzeichnis.

(1921)

1) E. Rutherford u. J. Chadwick, Phil. Mag. **42**, 809.

(1925)

2) P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 349.

(1928)

3) W. Bothe u. H. Fränz, Zeitschr. f. Phys. **49**, 1.
4) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **51**, 613.

(1929)

5) W. Heitler u. G. Herzberg, Naturw. **17**, 673.
6) F. Rasetti, Proc. Nat. Acad. Sc. USA. **15**, 515.
7) E. Rutherford u. J. Chadwick, Proc. Cambridge Phil. Soc. **25**, 186.

(1930)

8) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **63**, 381.
9) W. Bothe u. H. Becker, Zeitschr. f. Phys. **66**, 289.
10) H. Fränz, Zeitschr. f. Phys. **63**, 370.
11) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **64**, 1.

(1931)

12) W. Bothe u. H. Becker, Naturw. **19**, 753.
13) J. Chadwick, Constable u. E. Pollard, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 463.
14) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **67**, 194.

(1932)

15) C. D. Anderson, Phys. Rev. **41**, 405.
16) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 692.
17) J. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 619, **137**, 229; Nature **129**, 242.
18) I. Curie u. F. Joliot, C. R. **194**, 273, 708.
19) G. Gamow, Der Bau des Atomkerns und die Radioaktivität. Hirzel, Leipzig.
20) G. Gehrtsen, Naturw. **20**, 743.
21) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **77**, 1 und **78**, 156.
22) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **33**, 777.
23) F. Kirchner, Naturw. **21**, 250.
24) E. L. Lawrence, M. S. Livingston u. M. G. White, Phys. Rev. **42**, 150.
25) F. Rasetti, Naturw. **20**, 252.
26) F. Rieder, Verh. d. Dtsch. Phys. Gesellsch. (3) **13**, 16.
27) E. Steudel, Zeitschr. f. Phys. **77**, 139.

(1933)

28) P. Auger, Journ. d. Phys. et le Rad. (7) **4**, 719.
29) P. Auger u. G. M. Herzen, C. R. **196**, 543.
30) G. Beck u. K. Sitte, Zeitschr. f. Phys. **86**, 105.
31) P. M. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 699.
32) W. Bothe u. H. Klarmann, Naturw. **21**, 639.
33) W. Bothe u. H. Klarmann, Helv. Phys. Acta **6**, 444.
34) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 1.
35) I. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, Nature **131**, 23.
36) H. R. Crane, C. C. Lauritsen u. A. Soltan, Phys. Rev. **44**, 514.
37) H. R. Crane, C. C. Lauritsen u. A. Soltan, Phys. Rev. **44**, 692.
38) H. R. Crane u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **44**, 783.
39) I. Curie u. F. Joliot, C. R. **196**, 1885.
40) I. Curie u. F. Joliot, Journ. d. Phys. et le Rad. (7) **4**, 278.
41) P. J. Dee, Nature **132**, 818.
42) R. Döpel, Zeitschr. f. Phys. **81**, 821.
43) J. R. Dunning u. G. P. Pegram, Phys. Rev. **44**, 317.
44) A. Eckardt, R. Gebauer u. H. Rausch v. Traubenberg, Naturw. **21**, 694.
45) N. Feather, Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 194.
46) M. Grinberg, C. R. **197**, 318.
47) L. R. Hafstad, Phys. Rev. **44**, 201.
48) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Phys. Rev. **43**, 208.
49) W. D. Harkins, Phys. Rev. **43**, 362.
50) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Phys. Rev. **43**, 584.
51) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Phys. Rev. **44**, 236.
52) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Phys. Rev. **44**, 529.
53) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Phys. Rev. **44**, 945.
54) W. D. Harkins, D. M. Gans u. H. W. Newson, Nature **132**, 358.
55) O. Haxel, Zeitschr. f. Phys. **83**, 323.
56) F. Heidenreich, Zeitschr. f. Phys. **86**, 675.
57) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **80**, 587.
58) Th. Heiting, Naturw. **21**, 674.
59) Th. Heiting, Naturw. **21**, 800.
60) M. C. Henderson, Phys. Rev. **43**, 98.
61) F. Joliot, Helv. phys. Acta **6**, 427.
62) F. Kirchner, Naturw. **21**, 676.
63) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **34**, 777.
64) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschr. **34**, 897.
65) F. Kirchner, Münch. Ber. **129**; Naturw. **21**, 473.
66) F. Kirchner, Naturw. **21**, 676.
67) G. Kirsch, Naturw. **21**, 332.
68) G. Kirsch u. R. Trattner, Wien. Anz. S. 39; Wien. Ber. **142** (2a), 71.
69) G. Kirsch u. H. Wambacher, Wien. Ber. **142** (2a), 241.
70) G. Kirsch u. W. Slonek, Naturw. **21**, 62.
71) P. Kunze, Zeitschr. f. Phys. **80**, 559 und **83**, 1.
72) F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **43**, 771.
73) E. O. Lawrence, G. N. Lewis u. M. St. Livingston, Phys. Rev. **44**, 55, 56.
74) E. O. Lawrence, M. St. Livingston u. G. N. Lewis, Phys. Rev. **44**, 56.
75) E. O. Lawrence u. M. St. Livingston, Phys. Rev. **44**, 316.
76) E. O. Lawrence u. M. St. Livingston, Phys. Rev. **44**, 316.
77) G. N. Lewis, M. St. Livingston u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 317.
78) M. St. Livingston, M. C. Henderson u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 781.
79) M. St. Livingston, M. C. Henderson u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 316, 317.
80) M. St. Livingston, M. C. Henderson u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 782.
81) M. St. Livingston, G. N. Lewis u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **44**, 317.
82) M. St. Livingston u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **43**, 369.
83) L. Matzner, Wien. Anz. S. 171.
84) M. L. Oliphant u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 259.
85) H. Pose u. F. Heidenreich, Naturw. **21**, 516.
86) E. Pollard, Proc. Roy. Soc. London (A) **141**, 375.
87) H. Rausch v. Traubenberg, A. Eckardt u. R. Gebauer, Zeitschr. f. Phys. **80**, 557; Götting. Nachr. S. 41.
88) H. Rausch v. Traubenberg, A. Eckardt u. R. Gebauer, Naturw. **21**, 26.
89) B. W. Sargent, Proc. Roy. Soc. London (A) **139**, 659.
90) P. Savel, C. R. **196**, 1482.
91) K. Sitte, Physik. Zeitschr. **34**, 627.
92) J. Schintlmeister, Wien. Ber. **142** (2a), 197.
93) W. Slonek, Wien. Ber. **185**.
94) W. Sokolov u. M. Gurewitsch, Nature **132**, 679.
95) J. Thibaud, C. R. **197**, 915.
96) M. G. White u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **43**, 304.

(1934)

97) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian u. B. S. Dzelepow, Nature **133**, 871.
98) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian u. B. S. Dzelepow, Nature **133**, 950.
99) A. J. Alichanow u. M. S. Kosodaew, Zeitschr. f. Phys. **90**, 249.
100) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian u. B. S. Dzelepow, Nature **134**, 254.
101) I. Ambrosen, Zeitschr. f. Phys. **91**, 43.
102) C. D. Anderson u. S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **45**, 653.
103) T. Bjerge u. C. H. Westcott, Nature **134**, 177 und 286.
104) M. Blau u. H. Wambacher, Wien. Anz. S. 211.
105) T. W. Bonner, Phys. Rev. **45**, 425.
106) T. W. Bonner u. L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **45**, 552.
107) T. W. Bonner u. L. M. Mott-Smith, Phys. Rev. **46**, 258.
108) J. Chadwick, P. M. S. Blackett u. G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. London (A) **144**, 235.
109) J. Chadwick u. M. Goldhaber, Nature **134**, 237.
110) J. D. Cockcroft u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London (A) **144**, 704.
111) J. D. Cockcroft, C. W. Gilbert u. E. T. S. Walton, Nature **133**, 328.
112) H. R. Crane u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 226 und 493.
113) H. R. Crane u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 430.
114) H. R. Crane, C. C. Lauritsen u. A. Soltan, Phys. Rev. **45**, 507.
115) H. R. Crane u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **45**, 497.
116) H. R. Crane, L. A. Delsasso, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **46**, 531.
117) I. Curie u. F. Joliot, C. R. **198**, 254.
118) I. Curie u. F. Joliot, Journ. d. Phys. et le Rad. (7) **5**, 153.
119) I. Curie u. F. Joliot, C. R. **198**, 559.
120) I. Curie u. F. Joliot, Intern. Conf. on Phys. London, Okt. 1934 (Vorbericht).
121) I. Curie, F. Joliot u. P. Preiswerk, C. R. **198**, 2089.
122) P. S. Dee, Nature **133**, 564.
123) K. Diebner u. S. Hoffmann, Naturw. **22**, 119.
124) W. E. Duncanson u. H. Miller, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 396.
125) J. R. Dunning, Phys. Rev. **45**, 586.
126) J. R. Dunning u. G. B. Pegram, Phys. Rev. **45**, 295.
127) A. Eckardt, R. Gebauer u. H. Rausch v. Traubenberg, Zeitschr. f. Phys. **89**, 582.
128) E. D. Ellis, Internat. Conf. on Phys. London, Okt. 1934 (Vorbericht).
129) E. D. Ellis u. W. J. Henderson, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 206.
130) E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, F. Rasetti u. E. Segrè, Ric. Sci. **5**, 2, 282.
131) E. Fermi, B. Pontecorvo u. E. Rasetti, Ric. Sci. **5**, 2, 380.
132) E. Fermi, Nature **133**, 898.
133) E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, E. Rasetti u. E. Segrè, Proc. Roy. Soc. London (A) **146**, 483.
134) E. Fermi, Zeitschr. f. Phys. **88**, 161.
135) R. Fleischmann u. W. Bothe, Ergebn. d. exakt. Naturw. **13**, 1 ff.
136) R. Fleischmann, Naturw. **22**, 434.
137) O. R. Frisch, Nature **133**, 721.
138) A. v. Grosse u. M. Agruss, Phys. Rev. **46**, 241.
139) L. R. Hafstad, M. A. Tuve u. C. F. Brown, Phys. Rev. **45**, 746.
140) G. P. Harnwell, H. B. Smyth, S. N. van Voorhis u. J. B. H. Kupfer, Phys. Rev. **45**, 655.
141) O. Haxel, Zeitschr. f. Phys. **88**, 346.
142) O. Haxel, Zeitschr. f. Phys. **90**, 373.
143) M. C. Henderson, M. St. Livingston u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **45**, 428.
144) F. Kirchner, Ergebn. d. exakt. Naturw. **13**, 57 ff.
145) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschr. **35**, 292.
146) F. Kirchner, Naturw. **22**, 480.
147) H. Klarmann, Zeitschr. f. Phys. **87**, 411.
148) O. Klemperer, Proc. Cambridge Phil. Soc. **30**, 347.
149) A. König, Naturw. **22**, 150.
150) A. König, Zeitschr. f. Phys. **90**, 197.
151) F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **45**, 904.
152) I. Kurtschatow u. C. Sinelnikov, Physik. Zeitschr. Sow.-Union **5**, 919.
153) I. Kurtschatow, L. Mysovsky, B. Kurtschatow, G. Scepkin u. A. Wiebe, C. R. Leningrad **3**, 422.
154) I. Kurtschatow, L. Mysovsky, B. Kurtschatow u. G. Scepkin, C. R. Leningrad **3**, 221.
155) R. M. Langer, Phys. Rev. **45**, 137.
156) E. O. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 746.
157) E. O. Lawrence, M. C. Henderson u. M. St. Livingston, Phys. Rev. **46**, 324.
158) C. C. Lauritsen u. H. R. Crane, Phys. Rev. **45**, 345.
159) C. C. Lauritsen, H. R. Crane u. W. W. Harper, Science (N. S.) **79**, 234.
160) C. C. Lauritsen u. H. R. Crane, Phys. Rev. **45**, 493.
161) C. C. Lauritsen u. H. R. Crane, Phys. Rev. **45**, 63.
162) C. C. Lauritsen u. H. R. Crane, Phys. Rev. **45**, 550.
163) G. N. Lewis, M. S. Livingston, M. C. Henderson u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **45**, 242.
164) M. S. Livingston u. McMillan, Phys. Rev. **46**, 437.
165) M. S. Livingston, M. C. Henderson u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **46**, 325.
166) L. Meitner, Naturw. **22**, 388.
167) L. Meitner, Naturw. **22**, 172.
168) L. Meitner, Naturw. **22**, 420.
169) L. Meitner u. K. Philipp, Zeitschr. f. Phys. **87**, 484.
170) L. M. Mott-Smith u. T. W. Bonner, Phys. Rev. **45**, 554.
171) Y. Nishina, R. Sagane, M. Takeuchi u. R. Tomita, Sc. P. I. P. C. R. Tokyo **25**, 1.
172) M. L. Oliphant, Internat. Conf. on Phys. London, Okt. 1934 (Vorbericht).
173) M. L. Oliphant, P. Harteck u. Lord Rutherford, Nature **133**, 413.
174) M. L. Oliphant, P. Harteck u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. London (A) **144**, 692.

175) M. L. Oliphant, E. S. Shire u. B. M. Crowther, Nature **133**, 377.
176) G. Ortner u. G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **89**, 708.
177) R. F. Paton, Zeitschr. f. Phys. **90**, 586; Phys. Rev. **46**, 229.
178) E. Pollard u. W. W. Eaton, Phys. Rev. **46**, 528.
179) H. Rausch v. Traubenberg, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 17.
180) E. Rutherford u. E. A. Kempton, Proc. Roy. Soc. London (A) **143**, 724.
181) P. Savel, C. R. **198**, 1404.
182) P. Savel, C. R. **198**, 368.
183) D. Skobeltzyn u. E. Stepanowa, Nature **133**, 565.
184) H. Stegmann, Physik. Zeitschr. **35**, 636.
185) M. A. Tuve u. L. R. Hafstad, Phys. Rev. **45**, 651.
186) M. A. Tuve, L. R. Hafstad u. C. F. Brown, Phys. Rev. **45**, 746.
187) M. A. Tuve, L. R. Hafstad u. O. Dahl, Phys. Rev. **45**, 746.
188) L. Wertenstein, Nature **133**, 564.
189) A. Zyw, Nature **134**, 64.

(1935)

190) A. J. Alichanow, A. J. Alichanian u. B. S. Dzelepow, Nature **135**, 393.
191) T. W. Bonner u. W. M. Brubaker, Phys. Rev. **47**, 254.
192) W. Bothe u. H. J. v. Baeyer, Götting. Nachr. (N. F. II) V, 1, 195.
193) J. Chadwick u. M. Goldhaber, Nature **135**, 65.
194) J. D. Cockcroft, G. W. Gilbert u. E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London (A) **148**, 225.
195) H. R. Crane, L. A. Delsasso, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. 47, 25[illegible].
196) P. J. Dee, Proc. Roy. Soc. London (A) **148**, 923.
197) P. J. Dee u. G. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc. London (A) **149**, 200.
198) J. R. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink u. D. P. Mitchell, Phys. Rev. **47**, 416.
199) O. Hahn u. L. Meitner, Naturw. 23, 37.
200) W. J. Henderson, Proc. Roy. Soc. London (A) **147**, 572.
201) G. v. Hevesy, Nature **135**, 96.
202) F. Joliot u. L. Kowarski, C. R. **200**, 824.
203) F. Kirchner u. H. Neuert, Physik. Zeitschr. **36**, 54.
204) F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **47**, 97.
205) E. O. Lawrence, E. McMillan u. M. C. Henderson, Phys. Rev. **47**, 254 und 273.
206) J. C. McLennan, C. G. Grimmelt u. J. Read, Nature **135**, 147.
207) E. McMillan u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 343.
208) E. McMillan u. E. O. Lawrence, Phys. Rev. **47**, 254.
209) P. Preiswerk, C. R. **200**, 827.
210) J. R. Richardson u. F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **47**, 253.
211) H. J. Taylor u. M. Goldhaber, Nature **135**, 341.

Institut für theoretische Physik und Institut für physikalische Grundlagen der Medizin der Universität Frankfurt a. M., im März 1935.

(Eingegangen 5. April 1935.)

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Metallphysik. Herausgegeben von Professor Dr. G. Masing. Band I, Teil I: Dehlinger, Gitteraufbau metallischer Systeme. Borelius, Grundlagen des metallischen Zustandes. Physikalische Eigenschaften der Metalle. XIII und 520 S. Mit 213 Abb. Leipzig 1935. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM 46.—, geb. RM 47.60.

Ein Blick in die physikalischen, chemischen und kristallographischen Zeitschriften zeigt, wie gerade in den letzten Jahrzehnten das Interesse für Fragen der Metallphysik stark gestiegen ist. Von den Gründen hierzu sei angeführt, daß einerseits die Technik ständig die Werkstoffeigenschaften zu verbessern trachtet und daß es andererseits durch die Entwicklung neuer Untersuchungsmethoden, insbesondere röntgenographischer, möglich geworden ist, Eigenschaften und Aufbau der Metalle in neuartiger Weise in Beziehung zu setzen und aus diesen Beziehungen Gesetze abzuleiten, welche Bau und Eigenschaften der metallischen Materie beherrschen. Es ist dem Herausgeber und dem Verlage außerordentlich zu danken, durch Schaffung dieses vorzüglichen Handbuches einen Überblick über das bislang Geleistete zu geben und zu weiterer Arbeit anzuregen.

In dem soeben erschienenen 1. Teil gibt U. Dehlinger zunächst eine angenehm lesbare Einführung in die Strukturtheorie und Methodik der Kristallstrukturuntersuchung (40 Seiten) und teilt sodann in Tabellenform (34 Seiten) die verschiedenen, bislang bestimmten Strukturtypen mit. Die wichtigsten geometrischen Merkmale (Koordinationszahlen usw.) werden beschrieben und die in den verschiedenen Typen kristallisierenden Vertreter unter Angabe von Gitterkonstanten, kürzesten Atomabständen usw. zusammengestellt. Diese fast vollständige Zusammenstellung erscheint dem Ref. unentbehrlich für jeden, der auf dem Gebiete der Kristallchemie metallischer Stoffe arbeitet. (Daß u. a. bei der Aufzählung der ZnS-Strukturen die tetragonal deformierte Zinkblendestruktur von $CuFeS_2$ und Cu_2FeSnS_4 nicht mitangeführt wurde, sei nur nebenbei erwähnt.) Jedoch glaubt Ref., daß für die Einteilung der Tabellen ein stärkeres Hervortreten geometrisch-topologischer Gesichtspunkte hätte von Vorteil sein können. Im nächsten Abschnitt (Beziehungen zwischen den Kristallstrukturen, 56 Seiten) wird, soweit es zur Zeit bereits möglich ist, versucht, die Strukturen der Elemente und Verbindungen sowie der Mischkristalle und Überstrukturphasen aus Atomeigenschaften wie Elektronenkonfiguration, Größe usw. abzuleiten. Es wird diskutiert, wieviel

Elektronen der verschiedenen Elemente in den metallischen Phasen als frei anzusehen sind, in welcher Weise die Elektronen wieder gegenseitig gebunden sein können und inwieweit man zur Einführung spezieller, durch „Atomrumpfwirkungen" verursachter Affinitäten gezwungen wird, um die Bindungskräfte zu erklären. Es werden eingehend die Geltungsbereiche der Hume-Rotheryschen Regeln besprochen und gegen solche Legierungen abgegrenzt, welche der von Goldschmidt aufgestellten Regel gehorchen, die besagt, daß der Gittertyp eines Kristalls bestimmt ist durch Mengenverhältnisse, Größenverhältnisse und Polarisationseigenschaften seiner Bausteine. Wenn auch einige der in diesem Abschnitt angestellten Überlegungen einen noch provisorischen Charakter zu tragen scheinen, so sind sie sicherlich für den Fortschritt unserer Erkenntnisse vom metallischen Zustand von größter Bedeutung. Im folgenden Abschnitt über die thermodynamische Stabilität der metallischen Strukturen (16 Seiten) wird die Frage behandelt: Ist es möglich, aus der Kristallstruktur einer Phase den Temperatur- und Konzentrationsbereich zu bestimmen, innerhalb dessen sie im thermodynamischen Gleichgewicht existieren kann. Die Umwandlungen hexagonal-kubische dichteste Kugelpackung und regelmäßig-regellose Verteilung bei Mischkristallen werden qualitativ behandelt. Im letzten Abschnitt über die Kinetik metallischer Umwandlungen (33 Seiten) wird das von Dehlinger selbst in mehreren Untersuchungen so erfolgreich bearbeitete Gebiet des Umwandlungsmechanismus und der dabei auftretenden Zwischenzustände dargestellt. Neben theoretischen Überlegungen werden die technisch interessierenden Fälle des Martensites und der *Cu-Au*-Legierungen behandelt. — Ref. möchte glauben, daß es Dehlinger in außerordentlich glücklicher Weise gelungen ist, die an verschiedensten Stellen verstreuten Ergebnisse von Untersuchungen über den strukturellen Aufbau metallischer Materie in einheitlicher und flüssiger Form dem Leser nahezubringen und dadurch diesem reizvollen Gebiet viele neue Freunde zu gewinnen und zu weiterer Forschung anzuregen.

Im 2. Teil des vorliegenden Bandes berichtet G. Borelius über physikalische Eigenschaften des metallischen Zustandes. Trotzdem fast nichts als bekannt vorausgesetzt wird, gelingt es dem Verf., einen Überblick über das gesamte Gebiet der Metallphysik auf nur 300 Seiten zu geben. Diese Leistung konnte nur vollbracht werden durch eine meisterhafte Klarheit des Stils und der Disposition. Außerordentlich wohltuend wirkt auf den Leser die deutliche Unterscheidung von Prinzipiellem und Speziellem, welch letzteres stets in Tabellen, graphischen Darstellungen oder Literaturzitaten (im ganzen weit über 1000) mitgeteilt wird. Bei der Fülle des gebotenen Materials ist es unmöglich, auf Einzelheiten einzugehen. Es sei daher nur ein Überblick über die Hauptkapitel gegeben: 1. Das Metallatom (periodisches System, Quantenzahlen, Energiestufen der Atome, magnetische Momente usw.). 2. Volumen-, Druck- und Wärmeeigenschaften (Dichte, Kompressibilität, spez. Wärme usw. von Elementen und Legierungen). 3. Magnetische Eigenschaften. 4. Elektrizitätsleitung. 5. Wärmeleitung. 6. Thermoelektrizität. 7. Leitungserscheinungen im Magnetfelde. 8. Optik und Elektronik der Metalle. 9. Elektronentheorie der Metalle. — Die Behandlung der einzelnen Eigenschaften erfolgt stets derart, daß nach kurzer Definition des Begriffes Meßmethoden erwähnt werden und sodann die an den Elementen und Legierungen erhaltenen Meßergebnisse in Tabellenform zur Darstellung gebracht werden. Eingestreute theoretische Erörterungen betrachten die erhaltenen Resultate in ihrem gegenseitigen Zusammenhang von allgemeineren Gesichtspunkten aus.

Man muß diesen ersten Band des Handbuches der Metallphysik als unentbehrlich bezeichnen für jeden, der sich für Physik und Struktur des metallischen Zustandes interessiert. Die Ausstattung des Werkes ist dem Inhalt angepaßt: also ganz vorzüglich. F. Laves.

K. Popper, Logik der Forschung. Zur Erkenntnistheorie der modernen Naturwissenschaft. 8°. VI u. 248 S. Berlin 1935. Julius Springer. Geh. RM 13.50.

„Spielregeln des Spiels ‚empirische Wissenschaft'" (S. 22) will Popper zusammenstellen. Und in der Tat ist das, was er als das Schema naturwissenschaftlicher Forschung anbietet, nichts anderes als ein Spiel mit Sätzen, die, wenn überhaupt etwas, nur Vorurteile bedeuten. Nicht dieses Ergebnis, wohl aber der Weg, der zu ihm führt, ist von Interesse.

Zwei unbestreitbar richtige und naturphilosophisch bedeutsame Gedanken sind es nämlich, auf denen Poppers Konstruktionen ruhen — weitgehend in Anlehnung an positivistische Gedankengänge, diese aber an einigen Stellen ungewöhnlich weit bis in ihre extremen Konsequenzen verfolgend. Der erste: Die Prüfung und Rechtfertigung physikalischer Hypothesen zielt nie ab auf eine absolute und restlose Begründung (Verifikation); sie setzt vielmehr die aufgestellten Behauptungen nur der Möglichkeit aus, durch widerstreitende Tatsachen widerlegt (falsifiziert) zu werden, gibt sie im Fall einer solchen Widerlegung preis und hält sie andernfalls zwar als bewährt fest, aber stets mit dem Recht auf Widerruf und auf verfeinernde Korrekturen (S. 6f.).

Hinzu tritt die zweite Feststellung. Es gibt keinen Erfahrungssatz, so einfach und primitiv seine Behauptung auch sein mag, der nicht in diesem Sinn bereits die Anwendung einer Theorie wäre und damit an ihrem Charakter, bestenfalls eine gut bewährte Hypothese zu sein, Anteil hätte. Denn schon die einfachsten allgemeinen Begriffe, denen wir die Gegenstände unserer Umgebung unterordnen, enthalten Merkmale gesetzmäßigen Verhaltens (S. 52f.); ihre Anwendung geht daher schon über den bloßen Befund einer Wahrnehmung hinaus.

Auf der Grundlage dieser Überlegungen errichtet Popper sein Gebäude von Definitionen und methodologischen Festsetzungen: Die empirische Wissenschaft wird definiert als ein System von Sätzen, denen gegenüber nicht die Forderung der strengen Begründung, sondern nur die der Prüfbarkeit an der Erfahrung (Falsifizierbarkeit) am Platze ist (S. 12f.). Die Frage nach einem Maßstab für den Grad dieser Prüfbarkeit wird eingehend erörtert.

Schon diese Definition trägt naturphilosophisch reiche Früchte: Da die Prüfung allgemeiner physikalischer Sätze nur darin besteht, daß aus ihnen besondere Sätze, Prognosen, abgeleitet werden, deren Eintreffen kontrolliert wird, so entfallen für Popper alle Schwierigkeiten, die an den Versuch geknüpft sind, allgemeine Erfahrungssätze zu begründen: die Probleme der Induktion und der Kausalität sind eliminiert.

Aber weiter: Da auch die singulären Erfahrungssätze, die Basissätze, an denen Theorien scheitern oder sich bewähren, nur als Anwendungen theoretischer Ansätze in die Untersuchungen eingehen, so scheitern oder bewähren sich Theorien letzten Endes an andern, weniger allgemeinen Theorien, die bereits als bewährt gelten. (Insbesondere kann eine Theorie nur dann durch einen singulären Satz widerlegt werden, wenn diese Widerlegung im Rahmen einer widerlegenden Theorie geschieht, die ihrerseits durch den singulären Satz bewährt wird. S. 47.) Wo soll nun aber die Kette der einander gegenseitig bewährenden oder widerlegenden Theorien enden? Popper setzt fest: Für die Prüfbarkeit darf es keine Schranke geben. Da aber die Prüfung irgendwo abbrechen muß und da die Basissätze, bis zu denen sie vordringt, ebensowenig wie andere Erfahrungssätze einer unausweichbar strengen Begründung fähig sind, so soll ihre Anerkennung dem zwar aus Überzeugungserlebnissen erklärbaren, aber unbegründeten und unbegründbaren Entschluß des Forschers überlassen bleiben. Diese Basissätze, die über Bewährung oder Scheitern der physikalischen Theorien entscheiden, sind „logisch betrachtet willkürliche Festsetzungen" (S. 65).

Wieder hat Popper sich mit einem Schlag von einem ganzen Knäuel naturphilosophischer Probleme befreit, von allen denen, die sich mit dem Erkenntnischarakter der Wahrnehmung und mit der Möglichkeit, Erfahrungsurteile durch Wahrnehmung zu begründen, befassen. Zugleich aber wird klar, welchen Preis er für diese Befreiung von naturphilosophischen Schwierigkeiten zahlt: er hat durch Definitionen den Wahrheitsanspruch der Erfahrungswissenschaften zunächst beschnitten und dann überhaupt aus der Naturforschung herausgeworfen. Die Mühe, ihn zu rechtfertigen, entfällt damit zwar, aber nur darum, weil die Naturwissenschaften zum blinden Spiel dogmatischer Willkür herabgewürdigt sind. Poppers Trost, „diese Art von Dogmatismus" sei „harmlos", denn die durch willkürliche Festsetzung anerkannten Basissätze könnten ja, „falls ein Bedürfnis danach auftreten sollte, weiter geprüft werden" (S. 61), ist nicht geeignet, dieses Ergebnis in milderem Licht erscheinen zu lassen. Die Willkür wird nicht dadurch geringer, daß sie Schritt um Schritt an immer andere Stellen geschoben werden kann.

Die beiden eingangs genannten entscheidenden Gedanken, an denen Poppers Darlegungen ansetzen, bestehen zu Recht. Sie haben von jeher der naturphilosophischen Interpretation physikalischer Forschung Schwierigkeiten und Probleme in den Weg gelegt. Wer mit der Kantischen Frage „Quid juris?" an naturwissenschaftliche Behauptungen herangeht, hat sich mit ihnen auseinanderzusetzen. Popper stellt diese Frage (S. 4); aber er vergißt, sich selber und dem Leser darüber Rechenschaft abzulegen, worauf sich denn der Erkenntnisanspruch richtet, dessen Berechtigung hier geprüft werden soll. So verschiebt sich für ihn insgeheim die Frage: Quid juris? in die andere: Wie müßte dieser Erkenntnisanspruch beschaffen sein, um möglichst reibungslos mit den beiden genannten Charakterzügen der Naturforschung in Einklang zu kommen? Begreiflicherweise ist die einfachste Lösung die, einen solchen Erkenntnisanspruch überhaupt zu streichen. Aber mit der Rechtfertigung des physikalischen Erkenntnisanspruchs hat diese Feststellung nichts zu tun.

Wie zur Illustration dafür, daß Poppers Darlegungen an den von der Physik gestellten Problemen vorbeigehen, beruht das einzige ausführlich durchdiskutierte Beispiel, die Interpretation der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelationen, auf einem Mißverständnis der Quantenmechanik. Den physikalischen Fehler des entscheidenden Gedankenexperiments — das die Möglichkeit nachweisen soll, unter günstigen Umständen Ort und Impuls eines Elektrons mit einer die Unbestimmtheitsrelationen übersteigenden Genauigkeit vorauszusagen — hat die Kontroverse Poppers mit Weizsäcker bereits klargelegt (Naturwiss. 22, Heft 48 vom 30. November 1934). Die näheren Ausführungen, die Popper in seinem Buch über die Quantenmechanik macht, lassen den Grund des Fehlers erkennen: Popper läßt sich durch die Wahrscheinlichkeitsdeutung der Wellenfunktionen dazu verleiten, diese quantenmechanischen Zustandsbeschreibungen und die mit ihnen gegebenen Unbestimmtheitsrelationen nur auf Scharen physikalischer Systeme anzuwenden — gemäß dem Ansatz der Wahrscheinlichkeitsrechnung, Wahrscheinlichkeitsaussagen in Aussagen über relative Häufigkeiten zu übersetzen; für ein einzelnes geeignet herausgegriffenes System setzt er infolgedessen keine Bindung an die Unbestimmtheitsrelationen voraus. Er übersieht dabei, daß die Dualismusexperimente dazu nötigen, schon auf einzelne Systeme sowohl Merkmale des Korpuskel- wie solche des Wellenbildes anzuwenden, eben darum aber auch die Anwendbarkeit beider Bilder den Unbestimmtheitsrelationen gemäß zu beschränken. Wie diese beiden Seiten des quantenmechanischen Formalismus, die Wahrscheinlichkeitsdeutung der Wellenfunktion einerseits, ihre Brauchbarkeit zur Zustandsbeschreibung eines einzelnen physikalischen Systems andererseits, miteinander vereinbar sind, ist ein physikalisches Problem, das durch die Bohrsche Lehre von der Komplementarität gelöst, aber nicht durch einseitige Beschränkung auf den Wahrscheinlichkeitsansatz eliminiert werden kann.

G. Hermann.

NACHRICHTEN.

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. Theodor Bersin für Chemie, an der Universität Innsbruck Dr. Karl Morsch für organische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Werner Kolhörster zum ord. Professor der Geophysik ebenda, der Ministerialdirektor im Reichsministerium für Wissenschaft, Erziehung und Volksbildung in Berlin Dr. Theodor Vahlen zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Berlin, der ord. Professor der Chemie an der Universität Berlin Hofrat Dr. Wilhelm Schlenk in gleicher Eigenschaft an der Universität Tübingen.

Berufen: Als Direktor eines Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physik und als ord. Professor für Physik an der Universität Berlin der ord. Professor für Physik an der Universität Leipzig Dr. Dr. h. c. P. Debye.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
DA.: 1400. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.